

Untersuchung des Multipolriesenresonanzzerfalls
in ^{90}Zr mit Hilfe von
Teilchen-Winkelkorrelationsmessungen

von

Klaus-Dieter Fuchs
aus

Nürnberg

Ass. Delangen
1984

1984 # 144



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Untersuchung des Multipolriesenresonanzzerfalls
in ^{90}Zr mit Hilfe von
Teilchen-Winkelkorrelationsmessungen

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt

von

Klaus-Dieter Fuchs

aus

Nürnberg

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen
Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:

9. Februar 1984

Vorsitzender der
Promotionskommission:

Professor Dr. K. Jacobs

Erstberichterstatte:

Privatdozent Dr. W. Eyrich

Zweitberichterstatte:

Professor Dr. E. Finckh

INHALTSVERZEICHNIS

Seite

0.	Zusammenfassung	1
1.	Einleitung	3
2.	Theorie	8
2.1	Charakterisierung und Bedeutung der Riesenresonanzen	8
2.2	Qualitatives Bild der Riesenresonanzen	9
2.2.1	Das hydrodynamische Modell	9
2.2.2	Das Schalenmodell	11
2.2.3	Die Summenregel	14
2.3	Der Zerfall von Riesenresonanzen	16
2.4	Winkelkorrelationen	20
2.4.1	Grundlagen der Winkelkorrelationstheorie	21
2.4.2	Die experimentelle Bestimmung der modell- unabhängigen Verzweungsverhältnisse	25
3.	Experiment	31
3.1	Experimentelles Konzept	31
3.2	Experimenteller Aufbau	35
3.2.1	Strahlführung und Strahlpräparation	35
3.2.2	Meßkammer und Detektoranordnung	36
3.2.3	Detektoren	38
3.2.4	Elektronik und Datenaufnahme	42
3.2.5	Kontrolle des Experiments	47
3.3	Datenauswertung	47

	Seite
4. Ergebnisse und Diskussion	51
4.1 Der einfachdifferentielle Wirkungsquerschnitt	53
4.2 Der Neutronenzerfall aus dem Gebiet der Monopolriesenresonanz	58
4.3 Der Neutronenzerfall der isoskalaren Quadrupolriesenresonanz	61
4.4 Die Verteilung der E2- und E4-Stärke im Bereich der isoskalaren Quadrupolriesenresonanz	78
4.5 Ergebnisse der $(\alpha, \alpha', \gamma)$ -Koinzidenzmessung	86
5. Schlußbemerkung und Ausblick	91
6. Anhang	94
7. Literaturnachweis	98

0. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Zerfall der isoskalaren elektrischen Multipolriesenresonanzen in ^{90}Zr mit Hilfe eines Koinzidenzexperiments am energieanalysierten α -Strahl des Karlsruher Isochron-Zyklotrons untersucht. Dabei wurde nach Anregung durch inelastische Alpha-Streuung der Neutronenzerfall des Riesenresonanzgebiets direkt mit einer α, n -Koinzidenzmessung beobachtet.

Ziel dieses Experiments war es, die relativen Verzweigungsverhältnisse des Neutronenzerfalls aus dem E2-Riesenresonanzgebiet in die niedrigliegenden Zustände im Kern ^{89}Zr modellunabhängig zu bestimmen. Dazu wurden die Zerfallsneutronen unter ganz bestimmten Polarwinkeln nachgewiesen und dadurch eine Mittelung über die Winkelkorrelationsfunktion erreicht.

Zusätzlich erfolgte eine Untersuchung des Neutronenzerfalls aus dem Gebiet der Monopolriesenresonanz, um Informationen über das Vorhandensein einer direkten Zerfallskomponente zu erhalten. Die gestreuten α -Teilchen wurden in einem Maximum und einem Minimum der E2-Winkelverteilung nachgewiesen, um weitergehende Aussagen über die Riesenresonanz zu treffen.

Die Ergebnisse des Neutronenzerfalls aus dem Gebiet der isoskalaren elektrischen Monopolriesenresonanz zeigt einen dominant statistischen Zerfall mit einer direkten Komponente von circa 10 % bis 15 %.



Zusätzlich zeigt sich hier eine Evidenz für einen "pre-equilibrium"-Zerfall in Zustände, die durch Ankoppeln der Lochzustände in ^{89}Zr an niedrigliegende Kollektivzustände in ^{90}Zr entstehen.

Die aus den experimentellen Daten ermittelten modellunabhängigen Verzweigungsverhältnisse zeigen eine relativ starke Bevölkering des $9/2^+$ -Grundzustandes im Restkern ^{89}Zr aus dem Neutronenzerfall des E2-Riesenresonanzgebiets in ^{90}Zr bei einer Anregungsenergie zwischen 14 und 16 MeV. Ein Vergleich mit den Verzweigungsverhältnissen, die für verschiedene Multipolaritäten im Rahmen des statischen Zerfallsmodells und unter Annahme eines direkten Zerfalls berechnet wurden, zeigt, daß aufgrund der starken Bevölkering des Grundzustands erhebliche Stärke der Multipolarität $L = 4$ im E2-Riesenresonanzgebiet vorhanden sein muß. Insgesamt können die ermittelten Verzweigungsverhältnisse im Rahmen des statistischen Zerfallsmodells beschrieben werden.

Aus einer Wirkungsquerschnittsanalyse lassen sich in Verbindung mit den Ergebnissen aus den ermittelten Verzweigungsverhältnissen im Riesenresonanzgebiet Summenregelwerte für die E2-Stärke von circa 40 % und circa 4 % für die E4-Stärke abschätzen. Der Wert für die E2-Stärke liegt dabei an der unteren Grenze aller bisher gemessenen Werte.

Punktuelle Ergebnisse aus einer gleichzeitig durchgeführten (α, γ) -Koinzidenzmessung, bei der der Neutronenzerfall in den Restkern indirekt nachgewiesen wird, bestätigt den stark überwiegenden Neutronenzerfall des E2-Riesenresonanzgebiets in die niedrigliegenden Zustände von ^{89}Zr . Ein Protonenzerfall aus diesem Bereich in den Restkern ^{89}Y konnte nicht festgestellt werden.

1. Einleitung

Das rege Interesse der Kernphysiker am Phänomen der Riesenresonanzen wird verständlich, wenn man erkennt, daß sie die schnellsten bekannten Schwingungen des Vielteilchensystems Atomkern darstellen. Aufgrund der hohen Anregungsenergien werden hierbei Eigenschwingungen mit Frequenzen von mehr als 10^{21} Hz erreicht.

Seit der Entdeckung der klassischen Dipolresonanz [(Bal, Klai 47), (Bal, Klai 48)] konnte durch intensive Suche eine Reihe von weiteren Riesenresonanzen verschiedener Multipolaritäten entdeckt werden. An vielen Laboratorien der Welt wurden hierzu die unterschiedlichsten Experimente durchgeführt. Dabei hat sich neben der Absorption hochenergetischer Gammaquanten - zur Anregung der klassischen Dipolresonanz - und der Elektronenstreuung, die zur Entdeckung der isoskalaren Quadrupolresonanz (Pit, Wal 71) führte, die inelastische Hadronenstreuung als geeignetes Mittel zum Studium der Riesenresonanzen herausgestellt. Wegen ihrer unterschiedlichen Selektivität für die Anregung verschiedener Riesenresonanzmoden werden dabei verschiedene Hadronen zur Untersuchung verwendet.

Als besonders erfolgreich hat sich die inelastische α -Streuung erwiesen. Aufgrund seiner Spin-Isospin-Struktur kann das α -Teilchen lediglich solche Schwingungen anregen, bei denen die Neutronen und Protonen des Kerns in Phase schwingen.

Diese Selektivität macht es zum wertvollen Projektil, das es erlaubt, aus dem komplizierten Anregungsspektrum des Targetkerns, in dem viele Resonanzen dicht beieinanderliegen und sich wegen ihrer großen Breite oft überlappen, einzelne Resonanzen zu lokalisieren und zu identifizieren. Da α -Strahlen geeigneter Energien und Intensitäten an Beschleunigern, speziell an Zyklotrons, zur Verfügung stehen, lassen sie sich auch aus experimenteller Sicht gut zum Studium des Riesenresonanzphänomens verwenden.

Seit einiger Zeit werden zur experimentellen Untersuchung der Riesenresonanzen neben den herkömmlichen "Singles"-Hadronenstreuexperimenten auch Winkelkorrelationsmessungen durchgeführt, bei denen die Zerfallsfragmente in Koinzidenz zu den gestreuten Projektilen betrachtet werden. Es hat sich gezeigt, daß diese Methode ein sehr empfindliches Instrument zum Studium des Riesenresonanzzerfalls darstellt. Neben der zusätzlichen Information, die bei dieser Meßtechnik aus der Winkelkorrelationsfunktion gewonnen werden kann, ist hierbei auch eine beträchtliche Reduktion des im allgemeinen vorhandenen experimentellen und in gewissen Fällen auch des physikalischen Untergrundes möglich. Dies erleichtert die Identifizierung der Riesenresonanzen und deren Bestimmung nach Multipolarität und Stärke.

Die experimentelle Untersuchung des Zerfalls von Riesenresonanzzuständen beschränkte sich bisher fast ausschließlich auf den Bereich von leichten und mittelschweren Kernen (vgl.z.B. (Wag 79)).

Dort erfolgt der Zerfall hauptsächlich durch Emission geladener Teilchen, die dem Experiment relativ leicht zugänglich sind. Bei schweren Kernen erfolgt der Zerfall der Riesenresonanzen im wesentlichen durch Neutronenemission. Hier wird der experimentelle Zugang erstens durch die schwierige Neutronenspektroskopie, zweitens durch zusätzliche Raumuntergrundprobleme erschwert. Ein erstes Neutronenzerfallsexperiment wurde am ^{208}Pb am Karlsruher Zyklotron erfolgreich durchgeführt [(Ste, Eyr 81), (Eyr 83)]. In diesem Experiment, bei dem der Neutronenzerfall des Riesenresonanzbereichs im Kern ^{208}Pb direkt beobachtet wurde, konnte erhebliche Stärke höherer Multipolarität $L \geq 4$ im Bereich der Quadrupolriesenresonanz identifiziert sowie der dominant statistische Zerfall des Riesenresonanzgebiets nachgewiesen werden. Zusätzlich zeigte sich eine deutliche Feinstrukturierung der im Gebiet der E2-Riesenresonanz liegenden Stärken.

Aufbauend auf die in diesem Experiment gewonnenen Erkenntnisse erscheint es von großem Interesse, den Zerfall der Riesenresonanzen an einem mittelschweren Kern zu untersuchen. Aus allgemeiner Sicht ist dabei der Kern ^{90}Zr von besonderem Interesse, da hier die Frage geklärt werden kann, inwieweit sich der Trend des überwiegend direkten Zerfalls bei leichten Kernen zum dominant statistischen Zerfall bei schweren Kernen fortsetzt.

Speziell durch die Spinfolge der niedrigstliegenden Zustände im Restkern ^{89}Zr , kann, wie im ^{208}Pb -System, mit einer "Filterwirkung" dieser Niveaus beim Zerfall der Stärke verschiedener Multipolarität im Riesenresonanzgebiet gerechnet werden.

Ein weiteres Kriterium für die Wahl von ^{90}Zr ist die Tatsache, daß einerseits sowohl Lage als auch Stärke höherer Multipolarität bisher nicht nachgewiesen ist, andererseits über den Zerfall der Riesenresonanzstärken bislang nichts bekannt ist.

Zusätzlich ist ^{90}Zr - ähnlich wie ^{208}Pb - aufgrund seiner abgeschlossenen Schalenstruktur für den Vergleich mit Modellrechnungen besonders geeignet, da die Stärkeverteilung verschiedener Riesenresonanzmoden hier auch im Rahmen mikroskopischer Modelle vorhergesagt werden kann.

Ziele des vorliegenden Experiments am Kern ^{90}Zr sind im wesentlichen folgende zwei Punkte:

Die modellunabhängige Extraktion der Verzweungsverhältnisse für den Neutronenzerfall aus dem Gebiet der E2-Riesenresonanz bzw. Extraktion der Stärke im Kern ^{90}Zr , die in die einzelnen Zustände des Restkerns ^{89}Zr zerfällt, um hieraus Aussagen über die Multipolarität der Stärke gewinnen zu können.

Zweites Ziel ist es, aus den Neutronenzerfallsspektren Aussagen über den Zerfall des Riesenresonanzgebiets höherer Anregungsenergie, d.h. oberhalb des E2-Bereichs zu gewinnen. Speziell Untersuchungen des Zerfalls aus dem E0-Gebiet um 17 MeV sollten hier über das Vorhandensein einer direkten Zerfallskomponente Aufschluß geben.

Im folgenden werden in Kapitel 2 kurz die theoretischen Grundlagen für die Beschreibung der Riesenresonanzen dargestellt.

Weiterhin wird auf die wesentlichen Grundzüge der Winkelkorrelationstheorie, speziell für den n-Zerfall der E2-Riesenresonanz nach Anregung durch α -Streuung eingegangen. Es wird gezeigt, wie durch eine geeignete Wahl der Neutronendetektorstellungen eine exakte Mittelung der Winkelkorrelationsfunktion erreicht werden kann und damit eine modellunabhängige Extraktion der Verzweigungsverhältnisse des Zerfalls möglich ist.

In Kapitel 3 wird der Aufbau der experimentellen Anordnung beschrieben, sowie die Auswertung der gewonnenen Daten gezeigt.

In Kapitel 4 werden die experimentellen Ergebnisse dargelegt und diskutiert.

2. Theorie

2.1 Charakterisierung und Bedeutung der Riesenresonanzen

Der Begriff Riesenresonanz beschreibt energetisch sehr hochliegend kollektive Schwingungszustände eines Atomkerns. Ihre wesentlichen Merkmale lassen sich in vier Punkten zusammenfassen (Eyr 82, Ros 79):

- a) Die Resonanz tritt systematisch in einer Vielzahl von Kernen auf.
- b) Sie ist auf einen relativ engen Energiebereich konzentriert (einige MeV).
- c) Ihre Anregungsenergie ist systematisch von der Massenzahl des Kerns abhängig.
- d) Die Resonanz schöpft einen erheblichen Teil eines entsprechenden Summenregelwertes aus (vgl. Abschnitt 2.3).

Die Bedeutung der Riesenresonanzen und ihrer experimentellen Untersuchung liegt vor allem im Studium globaler Kerneigenschaften, die weit über die Kenntnisse aus Untersuchungen niedrigliegender Zustände hinausgehen.

Neben einer Vielzahl von Informationen über die Struktur der Atomkerne eröffnet die Untersuchung der Riesenresonanzen, speziell der Monopolriesenresonanz, die Möglichkeit, konkrete Aussagen über die Kompressibilität der Kernmaterie zu machen - einer Größe, die auch für andere Gebiete der Physik von großem Interesse ist (Bla 76), z.B. für die Formulierung einer Zustandsgleichung von Kernmaterie.

Um das Phänomen Riesenresonanz zu verstehen, ist die Kenntnis der Vorgänge ihres Zerfalls von entscheidender Bedeutung. Insbesondere stellt sich hier die Frage, wie der Atomkern die in dem kollektiven Schwingungszustand gespeicherte Energie beim Zerfall wieder verteilt. Eine Kenntnis der Zerfalldynamik ist auch für das Verständnis des Ablaufs von Schwerionenreaktionen von besonderem Interesse (Wei 79).

2.2 Qualitatives Bild der Riesenresonanzen

Für die qualitative Beschreibung der Riesenresonanzen existieren zwei unterschiedliche theoretische Zugänge:

Das hydrodynamische Modell (Stein 59) und das Schalenmodell [(Bohr 75), (Don 71)]. In beiden lassen sich die verschiedenen Schwingungsformen erfolgreich erklären.

2.2.1 Das hydrodynamische Modell

Es basiert auf der Annahme, daß der Atomkern aus vier Flüssigkeiten zusammengesetzt ist - den Protonen, Neutronen und dem jeweils aufwärts oder abwärts gerichteten Spin (Übe 71). Allgemein wird die hochkollektive Anregung der Riesenresonanzen in diesem Modell als unterschiedliche Schwingungen der einzelnen Flüssigkeiten erklärt.

Primär werden die möglichen Schwingungsmoden des Kerns durch die Zuordnung der Multipolarität unterschieden. Die Monopolriesenresonanz ($L=0$) stellt sich als Dichteschwingung ("breathing mode")

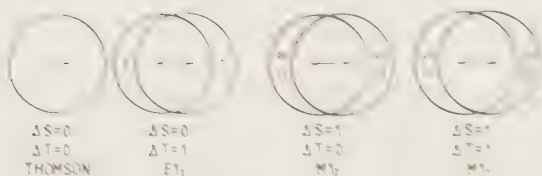
des Kerns dar. Die klassische Dipolmode ($L=1$) kann als Schwingung der Neutronen- gegen die Protonenflüssigkeit angesehen werden, während bei der Quadrupolmode ($L=2$) die Kernoberfläche zwischen oblater und prolater Form hin- und herschwingt.

In Abbildung 2.1 sind alle möglichen Schwingungszustände mit Multipolarität $L \leq 2$ dargestellt.

$L = 0$



$L = 1$



$L = 2$

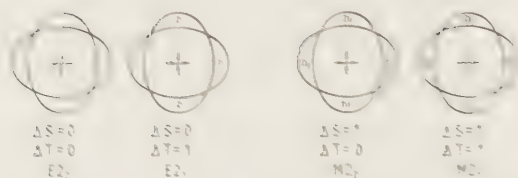


Fig. 2.1 Darstellung der Riesenresonanzmoden mit $L \geq 2$ im hydrodynamischen Modell (Han 77)

In Fig. 2.2 ist das Schema der elektrischen Multipolübergänge bis E6 im Schalenmodell anhand der Einteilchenübergänge im harmonischen Oszillator gezeigt.

Man erkennt, daß der E1-Riesenresonanz ein Übergang zwischen zwei benachbarten Hauptschalen ($\Delta N = 1$) entspricht, während die E2-Mode durch einen Übergang mit $\Delta N = 2$ beschrieben wird.

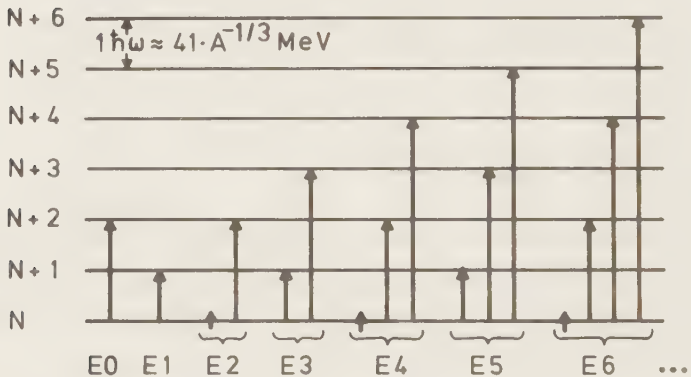


Fig. 2.2 Schematische Darstellung von elektrischen Multipolübergängen zwischen Schalenmodellzuständen (Eyr 82)

Die dabei erreichbaren Endzustände werden hierbei durch die Multipolarität der Anregung begrenzt ($\Delta N \leq L$), wobei die E0-Anregung mit $\Delta N = 2$ eine Ausnahme darstellt. Zusätzlich sind die bei den Kernen mit nicht abgeschlossenen Schalen möglichen niedrigliegenden $0\hbar\omega$ -Anregung angedeutet.

Ein Vergleich mit dem Experiment zeigt, daß die aus diesem einfachen Bild der ungestörten lplh-Anregungen erhaltenen Energiewerte erheblich von den experimentell gefundenen abweichen. Diese Diskrepanz kann jedoch durch Einführung einer Teilchen-Loch Restwechselwirkung (Ell, Flo 57) beseitigt werden.

Durch ihren Einfluß überlagern sich die einzelnen lplh-Übergänge kohärent zu einer kollektiven Anregung: der Riesenresonanzmode. Gleichzeitig resultiert daraus eine starke energetische Verschiebung, wobei generell die isoskalaren Anregungen wegen der attraktiven Restwechselwirkung energetisch abgesenkt und die isovektoriellen Moden aufgrund vorliegender Repulsion angehoben werden. Qualitativ läßt sich dieses Verhalten in sehr transparenter Weise bereits im sogenannten "Schematischen Modell" von G. Brown (Bro, Bol 59) zeigen.

Bei der isoskalaren Quadropolriesenresonanz führt dies zu einer Absenkung der erwarteten Anregungsenergie von $2\hbar\omega = 82 \cdot A^{-1/3} \text{ MeV}$ auf den experimentell gemessenen Wert von $E_x \approx 63 \cdot A^{-1/3} \text{ MeV}$.

In dem einfachen Bild des harmonischen Oszillators besitzen die Resonanzen zunächst keine Breite entsprechend der Entartung der einzelnen Hauptschalen. Eine gewisse Aufspaltung ergibt sich jedoch bereits durch die Einführung der Restwechselwirkung. Diese Aufspaltung ("spreading") verstärkt sich ganz erheblich, wenn bei den diskutierten lplh-Anregungen zusätzlich 2p2h-Beiträge berücksichtigt werden. Eine zusätzliche "Einbettung" der Zustände ins Kontinuum führt zu einer weiteren Modifikation der Breite der Riesenresonanzen (vgl. z.B. Spe, Wou 81).

Aus dem in Fig. 2.2 gezeigten Schema erkennt man auch, daß sich die Stärke gemäß der erreichbaren Endzustände im allgemeinen auf Energiebereiche verteilt, die etwa $2\hbar\omega$ auseinanderliegen. So erhält man für die E3-Mode neben der $3\hbar\omega$ -Stärkekomponente einen niedrigliegenden Anteil bei $1\hbar\omega$. Diese Eigenheit setzt sich bei höheren Multipolaritäten verstärkt fort.

Weiter zeigt sich, daß in einem betrachteten Energiebereich Stärkekonzentrationen verschiedener Multipolarität auftreten können. So ist z.B. für einen Energiebereich von $E_x = 2\hbar\omega$ -Stärke aus $L = 0, 2, 4, 6 \dots$ Anregungen zu erwarten. Diese Tatsache wird bei der Diskussion des vorliegenden Experiments eine entscheidende Rolle spielen.

2.2.3 Die Summenregel

Als Maß für die Stärke einer kollektiven Anregung steht eine Reihe von verschiedenen Größen zur Verfügung. Neben den Einteilchenstärken [vgl. (Na, Ni 65)], die vor allem bei der Beschreibung niedrigliegender Kollektivzustände verwendet werden, haben sich bei der Stärkebestimmung die sogenannten "Summenregeln" durchgesetzt. Eine ausführliche Darstellung dieses Themas findet man etwa bei Bohr und Mottelson (Boh, Mot 75).

Die wesentlichsten Punkte der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten energiegewichteten Summenregel (EWSR) sollen hier kurz aufgezeichnet werden.

Die energiegewichtete Summenregel S_L einer Anregung der Multipolarität L lautet ganz allgemein

$$S_L = \sum_n (E_n - E_0) \left| \langle n | Q_{LM}^T | 0 \rangle \right|^2 = \sum_n (E_n - E_0) B(EL)$$

Q_{LM}^T ist dabei der Multipoloperator für ein System von A Nukleonen, der sich für die isoskalare Anregung ($T=0$) wie folgt darstellt

$$Q_{LM}^0 = \sum_{i=1}^A r_i^L Y_{LM}(\theta_i, \phi_i)$$

$B(EL)$ bezeichnet die bekannte elektromagnetische Übergangswahrscheinlichkeit

$$B(EL) = \sum_n \left| \langle n | Q_{LM}^T | 0 \rangle \right|^2$$

Die Summation der ESWR erstreckt sich über alle Anregungen n des Kerns, die die Multipolarität L besitzen, wobei E_n die entsprechende Anregungsenergie der Zustände bezeichnet. Unter der Annahme, daß das Nukleon-Nukleon-Potential geschwindigkeitsunabhängig ist und der Grundzustand des Kerns Spin 0 besitzt, berechnet sich S_L für $L \geq 2$ zu (Sa 74).

$$S_L = \frac{A \hbar^2}{8 \pi m} L(2L+1) \langle r^{2L-2} \rangle$$

$\langle \rangle$ bedeutet die Mittelung über die Grundzustandsmassenverteilung, m = Nukleonenmasse, A = Massenzahl des Kerns.

Diese Gleichung stellt die sogenannte energiegewichtete Summenregel für Multipolaritäten $L \geq 2$ dar. Sie ist weitgehend modellunabhängig und sollte die gesamte EL -Stärke des entsprechenden Kerns enthalten.

Da die Anregungsenergie der verschiedenen Riesenresonanzmoden bis auf wenige Ausnahmen (z.B. LEOR -Low Energy Octupole Resonance-) deutlich über der Teilchenemissionsschwelle liegen, erfolgt ihr Zerfall bevorzugt über Teilchenemission. Im Bereich von leichten Kernen dominiert hierbei die Emission von geladenen Teilchen, während bei schweren Kernen der Zerfall aufgrund der hohen Coulombschwelle im wesentlichen über Neutronenemission erfolgt.

Die direkte experimentelle Beobachtung der Zerfallsfragmente in Koinzidenz mit den inelastisch gestreuten Anregungsteilchen ermöglicht Aussagen über die Zerfallseigenschaften der angeregten Schwingungsmoden.

Allgemein stellen Zerfallsexperimente den unmittelbarsten Zugang zum Verständnis des Zerfallsmechanismus selbst dar, d.h. die Klärung der Frage, wie der Kern die in den kollektiven Riesenresonanzmoden gespeicherte Energie bei Abregung wieder abgibt.

Darüberhinaus lassen die Observablen derartiger Experimente Rückschlüsse auf Stärkeverteilung und Multipolarität der Resonanzen, etwa aufgrund der Winkelkorrelation der Zerfallsteilchen, zu. In günstigen Fällen ergeben sich zusätzlich Aussagen über ihre mikroskopische Struktur.

Die totale Zerfallsbreite der Riesenresonanz läßt sich als Summe von drei Komponenten darstellen (Eyr 82):

$$\Gamma = \Gamma_{\uparrow} + \Gamma_{\downarrow} + \Delta\Gamma$$

Die Komponente $\Gamma \downarrow$ beschreibt die Kopplung des im Schalenmodell geforderten $1p1h$ -Zustandes an das Kontinuum und wird als "escape width" bezeichnet. Die als "spreading width" benannte Komponente $\Gamma \downarrow$ erklärt die Ankopplung dieses kohärenten $1p1h$ -Zustandes an kompliziertere nph -Zustände des Kerns. Die letzte Komponente berücksichtigt die Tatsache, daß der kollektive $1p1h$ -Zustand, der als Doorway-Zustand der Riesenresonanz bezeichnet wird, im allgemeinen nicht ein einzelner Zustand, wie im schematischen Modell angenommen, darstellt, sondern häufig erheblich fragmentiert ist.

Ein schematischer Überblick über die möglichen Zerfallsprozesse für den Neutronenzerfall einer Riesenresonanz ist in Fig. 2.3 dargestellt.

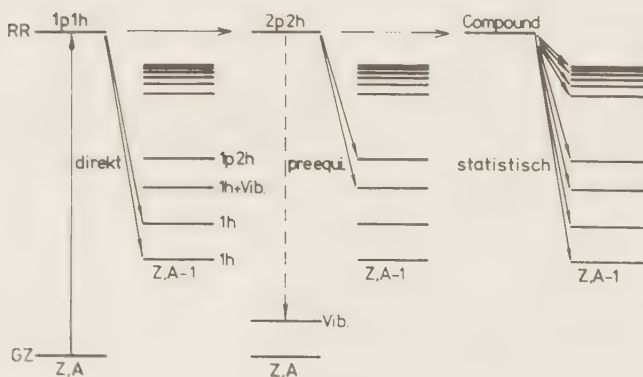


Fig. 2.3 Schematische Darstellung des möglichen Neutronenzerfalls einer Riesenresonanz

Die Darstellung zeigt, daß der Zerfall der Riesenresonanzen zwischen zwei extremen Möglichkeiten stattfinden kann.

Beim direkten Zerfall ($\Gamma_{\uparrow} \gg \Gamma_{\downarrow}$) erfolgt er bevorzugt in die niedrigliegenden Lochzustände des Restkerns, gemäß der Struktur des $1p_{1/2}$ -Doorway-Zustandes, was sich in entsprechenden Partialbreiten des Zerfalls in die einzelnen Zustände widerspiegelt.

Dem steht auf der anderen Seite das Extrem des statistischen Zerfalls ($\Gamma_{\downarrow} \gg \Gamma_{\uparrow}$) gegenüber. Makroskopisch kann er als Folge einer nuklearen Reibung verstanden werden, die zu einer Dämpfung der kollektiven nuklearen Schwingung führt. Mikroskopisch stellt der statistische Zerfall ein Ankoppeln des $1p_{1/2}$ -Doorway-Zustandes an die in der Umgebung liegenden $2p_{3/2}$ -Zustände dar, die ihrerseits an kompliziertere Zustände [$(3p_{3/2}), \dots, (n p_{n h})$] koppeln. Während dieses Vorgangs ($\approx 10^{-21}$ s) geht die anfängliche Kohärenz der Anregung vollständig verloren. Die in der Riesenresonanz gespeicherte Energie wird "thermalisiert", so daß der Zerfall nach statistischen Gesetzen erfolgt. Aufgrund dieses Thermalisierungsprozesses erhält man das gleiche Spektrum und die gleichen Partialbreiten für die verschiedenen möglichen Zerfallskanäle, wie man sie für den Zerfall eines Compoundzustandes entsprechender Energie, Spin und Parität der zerfallenden Resonanz erwartet.

Zwischen diesen beiden Extremen sind noch weitere Zerfallsmoden vorstellbar, die unter dem Begriff "pre-equilibrium" zusammengefaßt werden.

Die Ergebnisse aller bisherigen Untersuchungen beim Zerfall der Multipolriesenresonanzen haben folgendes systematisches Bild ergeben:

- 1) Bei den leichten Kernen ($A \leq 28$) erfolgt der Zerfall der E2-Riesenresonanzen dominant direkt (Wag 80).
- 2) Der E2- bzw. E0-Zerfall des bisher einzig intensiv untersuchten schweren Kerns ^{208}Pb [(Ste, Eyr 81), (Eyr 83)] erfolgt überwiegend statistisch, wobei für die E0-Stärke eine direkte Zerfallskomponente von ca. 15 % nachgewiesen werden konnte.

2.4 Winkelkorrelationen

Wie bereits angedeutet, ist die Winkelkorrelationsmessung eine sehr aufschlußreiche Methode, um Informationen über den Zerfallsmechanismus von Multipolriesenresonanzen zu erhalten. Zusätzlich eröffnet sie die Möglichkeit, das Vorhandensein verschiedener Multipolaritäten im Bereich des zu untersuchenden Riesenresonanzgebietes zu klären.

Im Rahmen dieser Arbeit werden nur die wesentlichen Punkte der Winkelkorrelationstheorie an einer schematisch dargestellten Kernreaktion $A(a,b)B(x)C$ (Fig. 2.4) aufgezeigt. Im weiteren soll ihre spezielle Anwendung auf ein α, n Koinzidenzexperiment zur Untersuchung des Zerfalls der Quadrupolriesenresonanz in ^{90}Zr erläutert werden. Für ein intensiveres Studium wird auf die einschlägige Literatur verwiesen [z.B. (Fan, Rac 59), (Fer 65)].

2.4.1 Grundlagen der Winkelkorrelationstheorie

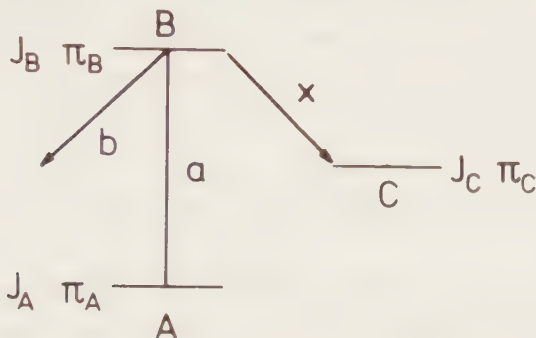


Fig. 2.4 Schematische Darstellung eines bx-Koinzidenz-Experiments der Reaktion $A(a,b)B(x)C$

Durch Beschuß mit einem Projektil a geht der Grundzustand $A(J_A, \pi_A)$ eines Kerns in den angeregten Zustand $B(J_B, \pi_B)$ über, der durch Emission eines Teilchens x in einen Zustand $C(J_C, \pi_C)$ des Restkerns zerfällt.

Wird das Ejektil b in Koinzidenz mit dem Zerfallsteilchen x nachgewiesen, so ist der zur Koinzidenzzählrate proportionale, doppelt differentielle, Wirkungsquerschnitt wie folgt gegeben:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_b d\Omega_x} = \frac{1}{4\pi} \frac{\Gamma_{xC}^B}{\Gamma_B} w(\theta_b, \phi_b; \theta_x, \phi_x) \frac{d\sigma}{d\Omega_b}(\theta_b, \phi_b) \quad (1)$$

Die Winkel θ und ϕ der entsprechenden Teilchen beziehen sich beide auf ein gemeinsames Koordinatensystem. Der Quotient Γ_{ic}^B / Γ^B stellt das Verzweungsverhältnis für den Zerfall des Zwischenzustands B in den Zustand C des Restkerns dar.

$d\sigma/d\Omega_b$ ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Anregung des Zustandes B. Die Winkelkorrelationsfunktion W läßt sich durch Entwicklung nach statistischen Tensoren in die beiden Reaktionsschritte, der Bildung des Zwischenzustandes und des Zerfalls, separieren:

$$W(\theta_b, \phi_b; \theta_x, \phi_x) = \sum_{KQ} \rho_{KQ}(J_B, \theta_b, \phi_b) F_{KQ}(J_B, J_C) C_{KQ}(\theta_x, \phi_x) \quad (2)$$

Die statistischen Tensoren ρ_{KQ} beschreiben die Bevölkerung und Polarisation des Zustands B, sind also nur von der Reaktion $A(a,b)B$ abhängig und stellen die reduzierte Form der Dichtematrixelemente $\rho_{M_B M'_B}$ dar.

$$\rho_{KQ} = \sum_{M_B M'_B} (-)^{J_B - M'_B} \langle J_B M_B, J_B - M'_B | KQ \rangle \cdot \rho_{M_B M'_B}$$

Das Produkt aus den F_{KQ} -Koeffizienten und den renormierten Kugelflächenfunktionen C_{KQ} beschreibt den zweiten Reaktionsschritt, d.h. den Zerfall des Zustands B in den Restkern.

Die F_{KQ} -Koeffizienten sind winkelunabhängig und ergeben sich aus den reduzierten Matrixelementen, der den Zerfall auslösenden Wechselwirkung und den Vektorkopplungskoeffizienten R_{KQ} :

$$F_{KQ}(J_C, J_B) = \sum_{j_1 j_1'} \frac{\langle J_C | j(1) | J_B \rangle \langle J_C | j'(1') | J_B \rangle^*}{\sum_{j_1} |\langle J_C | j(1) | J_B \rangle|^2} R_{KQ}$$

Für Zerfallsteilchen mit Spin 0 oder 1/2, deren Polarisation nicht nachgewiesen wird, entfällt der Index Q, und die F_K -Koeffizienten lauten dann explizit:

$$F_K(J_B, J_C) = \sum_{jj'} (-)^{J_C - J_B - s + 2K - j - j'} \begin{matrix} J_C & J_B & 2 \\ j & j' & s \end{matrix} \begin{matrix} 2 & 1 & 1 \\ j & j' & s \end{matrix} (js, j' - s | K0) \cdot \\ \cdot W(j J_B j' J_B | J_C K) \frac{\langle J_C | j | J_B \rangle \langle J_C | j' | J_B \rangle^*}{\sum_j |\langle J_C | j | J_B \rangle|^2}$$

mit s = Spin des Zerfallsteilchens

j = Drehimpuls des Zerfallsteilchens

$(js, j' - s | K0)$ Clebsch Gordan-Koeffizient

$W(j J_B j' J_B | J_C K)$ Racah-Koeffizient

Die reduzierten Matrixelemente $\langle j | j' \rangle$ beschreiben den dynamischen Übergang des Zustands B nach C. Die Kugelflächenfunktionen C_{KQ} sind wie folgt definiert

$$C_{KQ}(\theta_x, \phi_x) = \sqrt{\frac{4\pi}{2K+1}} Y_{KQ}(\theta_x, \phi_x); \quad C_{00} = 1$$

Die Summenindizes K und Q der Winkelkorrelationsfunktionen W sind durch folgende Auswahlregeln limitiert:

$$K_{\max} \leq \min[2J_B, \max(2l), \max(2j)]$$

mit $|J_B - J_C| \leq j \leq J_B + J_C$

und $|Q| \leq K$

Bei definierter Parität der Kernzustände B und C und bei Nichtbeobachtung der Polarisierung des Zerfallsteilchens x treten nur gerade K-Werte auf (Ryb 70).

Aus dem bisher Gesagten folgt, daß beim Zerfall der E2-Riesenresonanz aufgrund der Auswahlregel $K \leq J_B$ der Laufindex K den Maximalwert vier besitzt.

Da bei diesem Experiment ein Koordinatensystem (s. Fig. 2.5) gewählt wurde, bei dem die z-Achse senkrecht auf der Reaktionsebene steht und die x-Achse in Strahlrichtung definiert ist ("hatted axes"), tragen zur Winkelkorrelationsfunktion nur gerade Q-Werte bei.

Für die Summenindizes K und Q ergeben sich somit

$$K = 0, 2, 4 \quad \text{und} \quad |Q| = 0, 2, 4$$

Damit lautet die Winkelkorrelationsfunktion

$$W = \sum_{K=0} \sum_{|Q| \leq 4} A_{KQ} C_{KQ}(\theta, \phi) \quad \text{mit} \quad A_{KQ} = \rho_{KQ} F_K \quad (3)$$

θ, ϕ sind die Polarwinkel des Zerfallsneutrons.

$$C_{KQ}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{(K-|Q|)!}{(K+|Q|)!}} P_K(\cos \theta) e^{iQ\phi}$$

$P_K(\cos \theta)$: = Legendrepolynome

Unter Berücksichtigung der Hermitizität der Dichtematrix läßt sich W wie folgt darstellen:

$$W = 1 + \sum_{K=2,4} \{ A_{K0} P_K(\cos \Theta) + \\ + 2 \sum_{Q=2,4} [(\operatorname{Re} A_{KQ}) \cos Q\phi - (\operatorname{Im} A_{KQ}) \sin Q\phi] C_{KQ}(\Theta, \phi) \} \quad (4)$$

Ersetzt man das komplexe Produkt $A_{KQ} = \rho_{KQ} F_K$ durch $A_{KQ} = |A_{KQ}| e^{-iQ\alpha_{KQ}}$, so schreibt sich die Winkelkorrelationsfunktion

$$W = 1 + A_{20} P_2(\cos \Theta) + A_{40} P_4(\cos \Theta) + \\ + 2 \left[|A_{22}| (\cos 2\phi \cos 2\alpha_{22} + \sin 2\phi \sin 2\alpha_{22}) C_{22}(\Theta, 0) + \right. \\ + |A_{42}| (\cos 2\phi \cos 2\alpha_{42} + \sin 2\phi \sin 2\alpha_{42}) C_{42}(\Theta, 0) + \\ \left. + |A_{44}| (\cos 4\phi \cos 4\alpha_{44} + \sin 4\phi \sin 4\alpha_{44}) C_{44}(\Theta, 0) \right] \quad (5)$$

Diese Formel enthält die Winkel der Zerfallsdetektoren in übersichtlicher Weise.

2.4.2 Die experimentelle Bestimmung der modell-unabhängigen Verzweungsverhältnisse

Aus der Gleichung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts ergibt sich für die Verzweungsverhältnisse

$$\frac{\Gamma_{nC}^B}{\Gamma_B} = 4\pi \frac{\frac{d^2\sigma}{d\Omega_b d\Omega_n}}{W(\Theta_b, \phi_b, \Theta_n, \phi_n) \frac{d\sigma}{d\Omega_b}} \quad (6)$$

In dieser Beziehung sind der absolute differentieller und der doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt experimentell eindeutig bestimmbare Größen. Die unbekannte Winkelkorrelationsfunktion $W(\theta_b, \phi_b, \theta_n, \phi_n)$ kann im Prinzip durch Modellrechnungen bestimmt werden. Derartige durchgeführte Rechnungen, bei denen die Anregung der Resonanzen im Rahmen der DWBA behandelt wurden, haben jedoch gezeigt, daß die Wahl der Modellparameter den Verlauf der Winkelkorrelationsfunktion sehr empfindlich beeinflußt und deshalb eine eindeutige Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse nicht ermöglicht.

Eine modellunabhängige Extraktion der Verzweigungsverhältnisse erfordert die experimentelle Mittelung über die Winkelkorrelationsfunktion. Dabei ist es ausreichend, unter einer beschränkten, von der Multipolarität abhängigen, Zahl von Detektorstellungen zu messen.

Für eine exakte Mittelung von $W(\theta_b, \phi_b, \theta_n, \phi_n)$ genügt es, bei der Quadrupolriesenresonanz unter acht speziellen Neutronendetektorstellungen zu messen, wie im folgenden gezeigt wird.

Mißt man den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt bei festem θ -Winkel und vier ϕ -Winkel mit jeweils 45° -Abstand, so fallen bei einer Addition alle Terme der Gleichung (5) mit $\sin(2\phi)$, $\sin(4\phi)$ und $\cos(4\phi)$ weg:

$$\begin{aligned} W(\theta, \phi) + W(\theta, \phi + 45^\circ) + W(\theta, \phi + 90^\circ) + W(\theta, \phi + 135^\circ) = \\ = 4 \left[1 + A_{20} P_2(\cos \theta) + A_{40} P_4(\cos \theta) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

Zusätzlich existieren ausgezeichnete Winkel θ_1 und θ_2 , für die die folgende Beziehung gilt:

$$P_2(\cos \theta_1) = -P_2(\cos \theta_2)$$

$$P_4(\cos \theta_1) = -P_4(\cos \theta_2)$$

Summiert man nun die Winkelkorrelation für acht Winkelkombination (θ_1, ϕ_i) und (θ_2, ϕ_i) mit $i = 1, 2, 3, 4$ und $\phi_{i+1} = \phi_i + 45^\circ$, so reduziert sich die Gleichung (7) auf einen konstanten Faktor, und mit Gleichung (1) folgt:

$$\begin{aligned} \sum_{\theta_n} \sum_{\phi_n} \frac{d^2 \sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega}(\theta_n, \phi_n) &= \frac{1}{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega_\alpha} \frac{\int_B^{nC} \int_B^B}{\sum_{\theta_n} \sum_{\phi_n} w(\theta_n, \phi_n)} = \\ &= \frac{1}{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega_\alpha} \frac{\int_B^{nC} \int_B^B}{.8} \end{aligned} \quad (8)$$

Aus der Messung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts unter acht geeigneten Winkelpaaren und der Messung des einfach differentiellen Wirkungsquerschnitts lassen sich aus der nachfolgenden Gleichung die modellunabhängigen Verzweungsverhältnisse bestimmen. Weist man die gestreuten α -Teilchen wie im vorliegenden Experiment symmetrisch zur Strahlachse nach, so ergibt sich bei spezieller Wahl der Zerfallswinkel aus den Symmetrieeigenschaften der Winkelkorrelationsfunktion eine weitere Reduktion der erforderlichen Winkelstellungen.

Dies läßt sich anhand folgender Überlegungen erkennen. Wie in Fig. 2.5 gezeigt, hängt die z-Achse des Koordinatensystems entsprechend ihrer Definition $\underline{z} = \underline{k}_a \times \underline{k}_b$ vom Eingangs- und Ausgangsimpuls der gestreuten α -Teilchen ab.

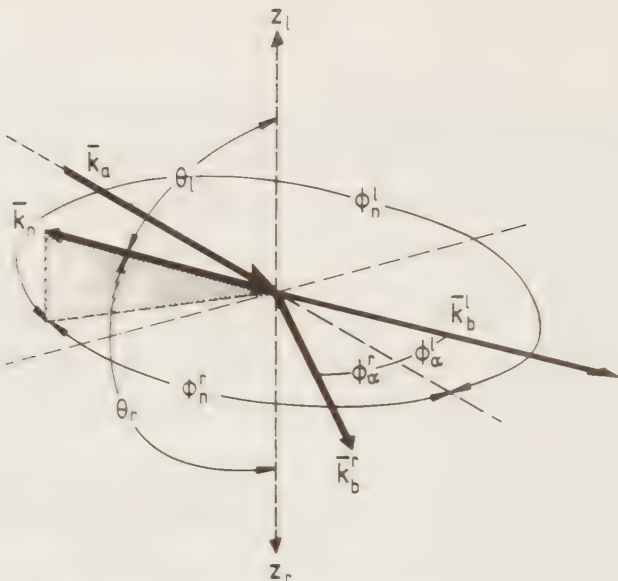


Fig. 2.5 Koordinatensystem des Experiments

Man muß deshalb unterscheiden, ob sie links oder rechts der Strahlachse nachgewiesen werden. Dies liegt daran, daß die Winkelkorrelationsfunktion im allgemeinen nicht symmetrisch zur Strahlachse ist.

Bei unveränderter Neutronendetektorstellung besteht zwischen den entsprechenden Polarwinkeln des Neutrons folgender Zusammenhang (vgl. Fig. 2.5):

$$\theta_L = 180^\circ - \theta_R \quad \text{und} \quad \phi_L = 360^\circ - \phi_R$$

Für die Legendrepolynome $P_K(\cos \theta)$ folgt dann

$$P_K(\cos \theta_L) = P_K[\cos(180^\circ - \theta_R)] = P_K(\cos \theta_R)$$

Für die ϕ -Abhängigkeit gilt

$$e^{iQ(\phi+180^\circ)} = e^{i(Q\phi+Q\cdot180^\circ)} = e^{i(Q\phi+n\cdot360^\circ)} = e^{iQ\phi}$$

mit $|Q| = 0, 2, 4$

Aus den Symmetrieeigenschaften der Winkelkorrelationsfunktion folgt somit, daß es für eine exakte Mittelung im Fall der Quadrupolstärke genügt, die Zerfallsneutronen - bei symmetrisch zur Strahlachse installierten α -Detektoren - unter vier ausgesuchten Winkelstellungen nachzuweisen.

In Tabelle I sind jeweils die vier, für die links und rechts der Strahlachse nachgewiesenen α -Teilchen und im Experiment gleichzeitig gemessenen, Winkelpaare aufgeführt. Die aufgelisteten Winkel beziehen sich auf die beiden in Fig. 2.5 eingeführten Koordinatensysteme.

Eine Abschätzung für die Güte der Mittelung (Ste 81) zeigt, daß für höhere Multipolaritäten $L > 2$ die Abweichung von der exakten Mittelung kleiner als 5 % ist und somit auch in diesem Fall als ausreichend anzusehen ist.

α -Teilchen links der Strahlachse nachgewiesen	α -Teilchen rechts der Strahlachse nachgewiesen
$\theta_n = 37,4^\circ \quad \phi_n = 202,5^\circ$	$\theta_n = 142,6^\circ \quad \phi_n = 157,5^\circ$
$\theta_n = 79,2^\circ \quad \phi_n = 202,5^\circ$	$\theta_n = 100,8^\circ \quad \phi_n = 157,5^\circ$
$\theta_n = 37,4^\circ \quad \phi_n = 247,5^\circ$	$\theta_n = 142,6^\circ \quad \phi_n = 112,5^\circ$
$\theta_n = 79,2^\circ \quad \phi_n = 247,5^\circ$	$\theta_n = 100,8^\circ \quad \phi_n = 112,5^\circ$

Tabelle I: Mögliche Winkelpaare der Zerfallsdetektoren
für die experimentelle Mittelung über die
Winkelkorrelationsfunktion

3. Experiment

Das im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Experiment ist die Weiterentwicklung eines früher durchgeführten Pb-Experiments, wobei viele Komponenten des Aufbaus übernommen werden konnten (Ste 81). Deshalb werden hier nur die experimentellen Grundzüge dargestellt und auf die wesentlichsten Veränderungen hingewiesen. Eine Auflistung der wichtigsten experimentellen Parameter findet sich im Anhang.

3.1 Experimentelles Konzept

Das Ziel dieses (α, α, n) -Experiments ist es, den Neutronenzerfall der E0- und E2-Riesenresonanzen im Energiebereich von 12-18 MeV in ^{90}Zr möglichst genau zu untersuchen. Für den Anregungsbereich der Quadrupolriesenresonanz zwischen 12 und 16 MeV sollte es möglich sein, den Zerfall in die einzelnen niedrigliegenden Zustände des Restkerns ^{89}Zr zu beobachten.

Das Niveauschema (Fig. 3.1) zeigt, daß eine Energieauflösung von ca. 300 keV erforderlich ist, um den Zerfall in die ersten vier angeregten Zustände in ^{89}Zr zu trennen und dadurch die modellunabhängigen Verzweigungsverhältnisse des Zerfalls zu ermitteln. Aus dem Termschema erkennt man weiterhin, daß durch den Q-Wert der Reaktion von -12 MeV die Energie der Zerfallsneutronen aus dem E2-Bereich auf Werte unterhalb 4 MeV limitiert ist.

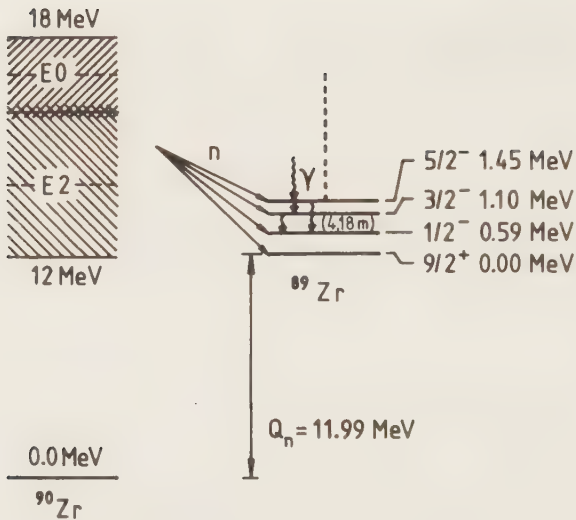


Fig. 3.1 n-Zerfallsschema des E0- und E2-Riesenresonanzgebietes von 12 MeV bis 18 MeV in ^{90}Zr

Die gesamte Energieauflösung wird im wesentlichen durch zwei Teilauflösungen, die der gestreuten α -Teilchen und die der Zerfallsneutronen, bestimmt. Um ein befriedigendes Ergebnis zu bekommen, ist deshalb eine vergleichbare Energieauflösung für beide Komponenten anzustreben. Die Beobachtung der Zerfallsneutronen erfolgt deshalb durch den Einsatz der Flugzeitmeßtechnik.

Für das Gebiet der Monopolriesenresonanz im Energiebereich zwischen 16-18 MeV kann mit einer Auflösung des Zerfalls in individuelle Zustände des Restkerns nicht gerechnet werden, da mit wachsender Anregungsenergie die Abstände der einzelnen Niveaus schnell auf Werte unter 100 keV absinken und die Energieauflösung mit steigender n-Energie abnimmt. Ziel ist es hier, aus der Energieverteilung Aussagen über den Zerfallsmechanismus der E0-Riesenresonanz zu treffen.

Der experimentelle Aufbau ist in Fig. 3.2 schematisch dargestellt. Die gestreuten α -Teilchen werden durch je zwei Teleskopzähler (T1-T4) symmetrisch zur Strahlachse nachgewiesen. Ihre Stellungen wurden dabei so gewählt, daß jeweils in einem Maximum und einem Minimum der E2-Winkelverteilung gleichzeitig gemessen wird. Dadurch sollte es möglich sein, zusätzliche getrennte Informationen über resonante Stärke und des darunterliegenden Untergrundes zu erhalten.

Die Zerfallsneutronen werden durch zwei großflächige Plastikszintillatoren N1 und N2 außerhalb der Reaktionsebene nachgewiesen. Ihre Stellung wurde entsprechend den zur Mittelung notwendigen Winkeln gewählt (s. Kap. 2.4.3). Da aufgrund des hohen Raumuntergrundes nicht mit einer "offenen Geometrie" gemessen werden konnte, waren beide Detektoren mit einer massiven Abschirmung ausgestattet.

Zusätzlich wurden im Experiment zwei GeLi-Detektoren eingesetzt, um gleichzeitig den Zerfall des Riesenresonanzgebiets indirekt über den γ -Zerfall des Restkerns ^{89}Zr zu beobachten.

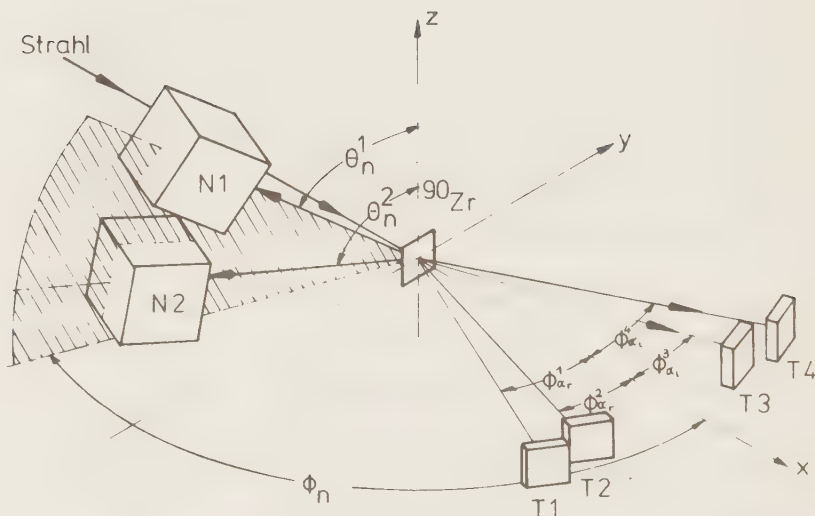


Fig. 3.2 Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus

Auch hier wurden die Winkelstellungen so gewählt, daß eine Mittelung über die Winkelkorrelationsfunktion möglich ist. Allerdings ist es dabei nicht möglich, den Zerfall in den ersten angeregten $1/2^-$ -Zustand aufgrund der langen Lebensdauer (4,18 ms) und in den $9/2^+$ -Grundzustand von ^{89}Zr nachzuweisen.

Um eine effiziente Durchführung des Experiments zu erreichen, mußte besonderes Augenmerk auf optimale Strahleigenschaften sowie auf einen möglichst geringen Raumuntergrund gelegt werden. Zur Reduzierung der Untergrundstrahlung wurde deshalb der gesamte Experimentierbereich durch massive Schwerbetonmauern gegen stark untergrunderzeugende Elemente, wie Blenden, Analysiermagnet und Faraday-Cup, abgeschirmt. Innerhalb des Experimentierbereiches war der Strahl frei geführt. Zusätzlich wurde auf eine einwandfreie Strahlfokussierung geachtet. Deshalb erfolgte zunächst eine optische Fokussierung, bei der der Strahl durch direkte Beobachtung mittels ZnS-Schirmen und Fernsehkameras an den wesentlichen Stellen des Strahlführungssystems festgelegt wurde. Mit Hilfe der γ -Detektoren wurde anschließend eine zweite Fokussierung durchgeführt, bei der, ohne Target, die Zählraten der beiden Detektoren durch Optimieren der einzelnen Fokussierungselemente auf ein Minimum reduziert wurden. Diese Methode hatte sich bereits bei früheren Messungen als äußerst empfindliches Werkzeug zur Minimierung des Raumuntergrundes erwiesen (Eyr 76).

3.2.2 Meßkammer und Detektoranordnung

Um die bei Koinzidenzexperimenten erforderlichen langen Meßzeiten optimal auszunutzen, wurde eine Mehrdetektoranordnung verwendet.

In Fig. 3.4 ist eine schematische Darstellung der Meßkammer und der Detektoranordnung gezeigt.

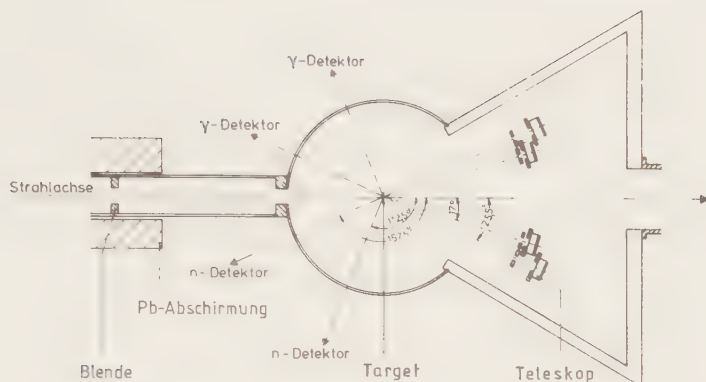


Fig. 3.4 Meßkammer und Detektoranordnung

Die gestreuten α -Teilchen wurden jeweils in einem Maximum ($\phi_{\text{Lab}}=17^\circ$) und einem Minimum ($\phi_{\text{Lab}}=157^\circ$) der E2-Winkelverteilung symmetrisch zur Strahlachse durch vier Halbleiterteleskope nachgewiesen. Wie bereits in Kapitel 2.4.2 erwähnt, genügte es dann, die Zerfallsneutronen unter effektiv 4 Winkelstellungen zu beobachten, um die gewünschte Mittelung über die Winkelkorrelationsfunktion zu erreichen.

Im Experiment wurden hierzu zwei gleiche Neutronendetektoren verwendet, die bei gleichem ϕ -Winkel unter verschiedenen θ -Winkeln übereinander angeordnet waren, wobei folgende Winkelstellungen gemessen wurden (vgl. Tabelle I):

1. Messung	N I	$\theta = 143^\circ$	$\phi = 112,5^\circ$
	N II	$\theta = 101^\circ$	$\phi = 112,5^\circ$
2. Messung	N I	$\theta = 143^\circ$	$\phi = 157,5^\circ$
	N II	$\theta = 101^\circ$	$\phi = 157,5^\circ$

Diese Winkelangaben beziehen sich wieder auf das Koordinatensystem, in dem die z-Achse senkrecht auf der Reaktionsebene steht und die α -Teilchen rechts von der Strahlachse nachgewiesen werden. Um Untergrundereignisse aus quasifreier Streuung möglichst zu unterdrücken, wurden die Neutronen unter rückwärtigen Winkeln bezüglich der Strahlrichtung spektroskopiert.

Die verwendete Meßkammer besaß eine spezielle Schlüsselochform, die durch ihre Formgebung und die geringe Wandstärke (2 mm) eine Beeinflussung der Neutronen bzw. γ -Quanten durch Streuung ausschloß. Gleichzeitig ermöglichte sie eine simultane Messung der α , n- und α , γ -Korrelationen.

3.2.3 Detektoren

Die Spektroskopie der α -Teilchen erfolgte, wie bereits erwähnt, durch 4 (ΔE -E)-Teleskope. Im Gegensatz zur früheren Messung am ^{208}Pb war bei diesem Experiment eine Teilchenidentifikation notwendig, da der Q-Wert für die ^{90}Zr (α , ^3He) Reaktion bei -13,4 MeV eine Unterscheidung der α -Teilchen gegen die ^3He -Teilchen erfordert (siehe Fig. 3.5).

Die Teleskope bestanden jeweils aus einem ΔE -Oberflächensperrschichtdetektor mit einer Dicke von 400 μm und einem Si(Li) E-Detektor mit 5000 μm . Die Raumwinkel wurden durch schlitzförmige Blenden verschiedener Größe (4 x 8 mm bei $\phi = 17^\circ$ und 5 x 15 mm bei $\phi = 25,5^\circ$) definiert, um den generellen Abfall des (α , α')-Wirkungsquerschnitts mit ansteigendem Winkel zu kompensieren.

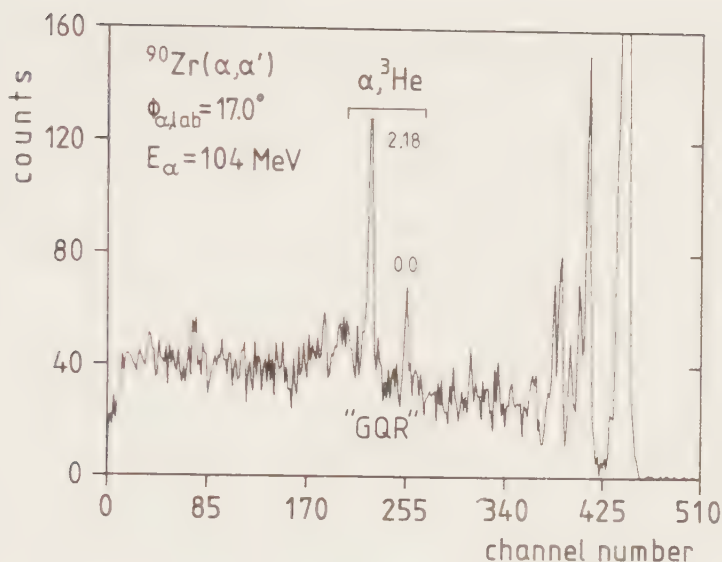


Fig. 3.5 Freies α -Energiespektrum von $^{90}\text{Zr}(\alpha, \alpha')$

Der Abstand der Teleskope zum Target betrug 15 cm. Durch Optimierung von Spannung und durch Kühlen der Detektoren konnte eine Gesamtenergieauflösung der Teleskope von etwa 300 keV erreicht werden.

Die Flugzeitspektroskopie der Zerfallsneutronen erfolgte durch zwei großflächige Plastiksintillatoren (25 x 25 x 3 cm) mit hoher Lichtausbeute und kurzer Abklingzeit. Als Referenzsignal zur Flugzeitmessung diente die um den Faktor drei untergesetzte Hochfrequenz der Zyklotronpulsung mit einem Pulsabstand von 90 nsec.

Die n, γ -Diskriminierung konnte aufgrund der unterschiedlichen Flugzeiten beider Zerfallsfragmente durchgeführt werden. Die Flugstrecke wurde so klein wie möglich gewählt, um den Raumwinkel möglichst groß und somit den Anteil des Raumuntergrundes an der registrierten Zählrate und den Prozentsatz der zufälligen Koinzidenzen klein zu halten. Gleichzeitig mußte aber auch gewährleistet sein, daß die geforderte Energieauflösung von 300 keV nicht wesentlich überschritten wurde.

Wie der Zusammenhang zwischen Flugweg und Flugzeit in Fig. 3.6 zeigt, war die über längere Meßzeiten erreichte experimentelle Zeitauflösung von ≤ 2 nsec bei einer Flugstrecke von 1,32 m hierzu ausreichend. Die daraus resultierende Energieauflösung betrug für die Zerfallsneutronen im interessierenden Bereich zwischen 1 und 4 MeV ca. 45 bis 340 keV.

Um Zerfallsneutronen ab einer Energie von 1 MeV mit nahezu konstanter Nachweiswahrscheinlichkeit spektroskopieren zu können, war es notwendig, die experimentelle Schwelle auf einen Wert von circa 0,6 MeV herabzusetzen. Dies machte eine Verringerung des Rauschens der verwendeten Photomultiplier erforderlich. Zu diesem Zweck wurden die Photomultiplier beider Neutronendetektoren mit einer Kühlvorrichtung versehen, die durch ein externes Kühlaggregat versorgt wurden. Eine durch die Kühlung bedingte Kondenswasserbildung und ein damit verbundener Masseschluß des Photomultipliers konnte durch ein Ausschäumen des Detektors im Bereich des Photomultipliers mit handelsüblichem Isolierkunststoff verhindert werden.

Neben dem Isolationseffekt ergab sich dadurch eine zusätzliche Fixierung des Photomultipliers auf dem Lichtleiter, so daß hier eine optimale Verbindung beider Elemente vorlag.

Die schematische Darstellung des Detektoraufbaus findet sich im Anhang.

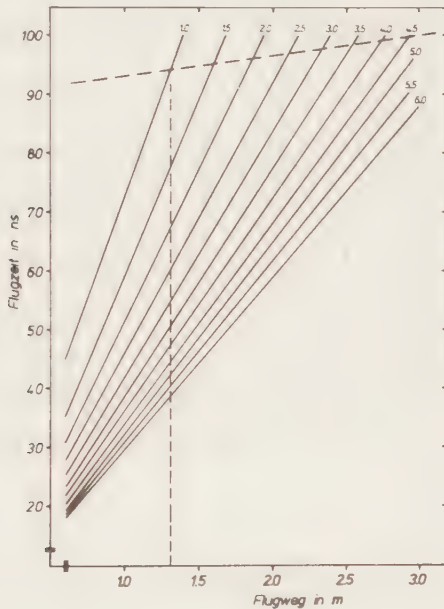


Fig. 3.6 Abhängigkeit zwischen Flugweg und Flugzeit von Neutronen verschiedener Energien (in MeV)

Durch diese Anordnung war es möglich, die Detektoren bis auf maximal - 40°C abzukühlen. Im Experiment genügte eine Kühltemperatur von 0°C, um die experimentelle Schwelle auf den genannten Wert zu senken.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit betrug im Energiebereich von 1-4 MeV einen nahezu konstanten Wert von ca. 20 %.

Zur Abschirmung gegen Raumuntergrund waren beide n-Detektoren mit einer massiven Abschirmung von ca. 3 Tonnen Gewicht versehen.

Die durch Testmessungen (Sta 80) optimierte Anordnung zur Absorption der n- und γ -Untergrundstrahlung bestand von außen nach innen aus einer 20 cm dicken, mit Borsäure versetzten, Paraffinschicht, 2 mm Cadmiumblech und einer 10 cm starken Bleischicht. Die Frontseite der Detektoren war mit einem 2,5 cm dicken Bleiblech zur Reduktion der γ -Strahlung abgeschirmt. Eine schematische Darstellung der Abschirmung findet sich ebenfalls im Anhang.

Die Spektroskopie der γ -Quanten erfolgte durch zwei großvolumige Ge(Li)-Detektoren mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von circa 20 % (verglichen mit einem 3 x 3 Inch NaJ-Detektor). Zur Unterdrückung der γ -Untergrundstrahlung wurden beide Detektoren mit einer 10 cm starken Bleiabschirmung umgeben. Der Abstand zum Target betrug 13 cm.

3.2.4 Elektronik und Datenaufnahme

Die Aufnanmeelektronik war, wie bei derartigen kernphysikalischen Koinzidenzmessungen üblich, aus Energie- und Zeitkreisen aufgebaut. Im Gegensatz zur Messung am ^{208}Pb -System mußte hier aufgrund der Teilchenidentifizierung der Energiezweig durch zusätzliche Elektronik erweitert werden.

Auf eine ausführliche Beschreibung der Teilchenidentifizierung soll hier verzichtet werden; eine Darstellung der entsprechenden Grundlagen findet sich z.B. in (Neu 66).

Der Aufbau der Meßelektronik ist aus dem Blockschaltbild in Fig. 3.7 ersichtlich. Aus Übersichtsgründen wurden dabei nur einer der vier α -Zähler und jeweils einer der beiden n- und γ -Detektoren dargestellt.

Der Energiekreis der α -Seite bestand aus einem zur Teilchenidentifikation notwendigen ΔE - und einem E-Zweig. Beide Zweige sowie der Energiekreis der γ -Detektoren waren im Prinzip gleich aufgebaut. Nach der Aufbereitung durch einen ladungsempfindlichen Vorverstärker (PA) durchliefen die Signale in den drei Kreisen jeweils einen Hauptverstärker (A), eine Pulsform- und Verzögerungseinheit (LGS) und eine lineare Torstufe (LG), die von den Ausgangssignalen der Zeitzweige im Koinzidenzfall aufgesteuert wurde.

Die Signale der beiden α -Zweige wurden anschließend addiert (SUM) und das Summensignal über einen Schwellenverstärker (BA) geleitet, mit dessen Hilfe der interessierende Energiebereich expandiert wurde. Über eine weitere lineare Torstufe (LG), die vom Ausgangssignal eines Einkanaldiskriminators (TSKA) im Fall eines als α -Teilchen identifizierten Ereignisses aufgesteuert wurde, gelangte das Signal in einen Analog to Digital Converter (ADC) des Aufnahmerechners.

Zusätzlich mußten die Signale des ΔE - und des E-Zweiges jeweils nach der linearen Torstufe verzweigt und einem Teilchenidentifizierer (PI) zugeführt werden. Hier erfolgte eine Trennung der unterschiedlichen Teilchen (α , ^3He , t, d, p). Der Teilchenidentifizierer wurde ebenfalls durch die Ausgangssignale der Zeitzweige angesteuert. Mit Hilfe eines Einkanaldiskriminators (TSCA) konnte im Identifizierspektrum ein Fenster auf die gewünschten α -Teilchen gesetzt werden.

Die Trennung zwischen Energie- und Zeitkreis erfolgte durch die Verzweigung des ΔE - und des γ -Signals nach dem Vorverstärker. Im Zeitzweig wurden die Signale in schnellen Filterverstärkern (TFA) differenziert, anschließend wurde mit Hilfe von Constant Fraction Triggern (CFT) die Zeitinformation abgenommen. Zur getrennten Bestimmung der Koinzidenz mit den Zerfallsneutronen bzw. den γ -Quanten wurde der Zeitzweig der α -Signale weiter verzweigt.

Die Abnahme der n-Detektorsignale erfolgte durch schnelle Photomultiplier, wobei die Zeitinformation auch hier mit Hilfe von Constant Fraction Triggern aus den Anodensignalen der Basen gewonnen wurde. Die Zeitsignale dienten einerseits zur Bestimmung der Flugzeit mit Hilfe von Time to Pulse Height Convertern (TPC), auf deren Stopeingang die um den Faktor drei untergesetzte Resonanzfrequenz der Zyklotronpulsung gegeben wurde. Andererseits wurden sie zur Definition der Koinzidenz mit den α -Signalen in einer zweistufigen Koinzidenzschaltung verwendet.

Die TPC-Signale der Flugzeit wurden zur genauen Definition der Neutronenschwelle mit den, über Schwellendiskriminatoren geleiteten, Dynodensignalen der Basen gated.

Die erste Stufe der α , n-Koinzidenz bestand aus einer schnellen Überlappkoinzidenz (SC) mit der Aufgabe ein Zeitfenster von ca. 400 nsec auszublenden, um dadurch die Belastung der zweiten Koinzidenzstufe (TPC) zu reduzieren. Die Verluste in der Elektronik durch Totzeiteffekte konnte dadurch relativ gering gehalten werden.

Die Koinzidenz zwischen den α -Teilchen und den γ -Quanten wurde ebenfalls durch Time to Pulse Height Converter festgelegt. Mit den Ausgangssignalen der Koinzidenzstufen wurden die verschiedenen linearen Torstufen der α -, n- und γ -Energiekreise angesteuert. Die Energiesignale der vier α -Detektoren wurde auf getrennte Analog to Digital Converter gegeben, während die koinzidenten Energiesignale der Zerfallsdetektoren (n und γ) auf einen gemeinsamen ADC zusammengeführt wurden. Die addierten Koinzidenzspektren der TPC's bzw. Routingsignale liefen auf zwei weitere ADC's.

Die Datenaufnahme erfolgte vierdimensional mit einem ND 4420 On Line Computer im List Mode-Verfahren. Für ein koinzidentes Ereignis wurden dabei folgende Informationen auf ein Magnetband gespeichert: Energie des α -Teilchens und Nummer des α -Detektors, Flugzeit des Neutrons bzw. Energie des γ -Quants, die Zeitrelation zwischen α - und Zerfallsteilchen (TPC-Signal) und das Routingssignal zur Identifikation des Zerfallsdetektors.

3.2.5 Kontrolle des Experiments

Aufgrund der relativ langen Meßzeiten war eine ständige Kontrolle aller wichtigen experimentellen Parameter notwendig. In der Nachweiselektronik wurden deshalb an kritischen Stellen ständig Signale abgenommen und kontrolliert. Während der Datenaufnahme konnten aus den List Mode Daten eindimensionale Projektionen auf die verschiedenen Dimensionen erstellt werden, so daß speziell die Koinzidenzauflösezeiten und die energetische Auflösung der Spektren "on line" überwacht werden konnten.

Zusätzlich war es durch die Datenaufnahme im List Mode-Verfahren möglich, den zeitlichen Ablauf des Experiments jederzeit zu rekonstruieren und evtl. auftretende Instabilitäten softwaremäßig zu korrigieren. Die Phasenlage, Phasenbreite und Güte der 3:1-Untersetzung wurden anhand eines Flugzeitspektrums eines n-Detektors gegen die Zyklotronpulsung ständig überwacht. Die Fokussierung so wie die Strahllage konnten über die Zählraten der γ -Detektoren und durch die links-rechts-Asymmetrie der freien Spektren der symmetrisch zur Strahlachse stehenden α -Detektoren, überwacht werden.

3.3 Datenauswertung

Die Auswertung der experimentellen Daten erfolgte an einer PDP 11/40-Rechenanlage des Erlanger Tandemlabors. Sie gliederte sich in mehrere Arbeitsschritte, die hier anhand des in Figur 3.8 gezeigten Schemas kurz erläutert werden. Dabei wird sich auf die Auswertung des αn -Koinzidenzexperimentes beschränkt.

PROGRAMM + DATEN

EINGABE

ND
4420

Listmode Daten

$E_{\alpha_i}, I_{\eta_j}, TPC_{\alpha_i, \eta_j}, \text{routing}$

Spektrumslange
routing

MAKAU4

Totalprojektionen

I_{η_j}, α_i
 $E_{\alpha_i, \eta_j}, TPC_{\alpha_i, \eta_j}$

PDP
11/40

MAKAU4

Kanalweise Projektionen

Kanalzahl $\alpha_i - \eta_j$
echt/zufällig

Energiebereich $\Delta E_{\alpha_i, \eta_j}$
TPC α_i, η_j echt/zufällig
routing

AUSWER

Störverteilung

AUSWER

Neutronenzerfallsspektren

E_{η_j}, α_i

FITITA

Gaußfit

Peaklagen
Halbwertsbreite

Siemens
300-R30

$i = 1, 2, 3, 4$
 $j = 1, 2$

Fig. 3.8 Schematische Darstellung der Datenauswertung

Zunächst wurden aus den List Mode Daten mit Hilfe des Programms "MAKAU 4" (Sch 79) eindimensionale Projektionen auf die restlichen drei Dimensionen des Experiments erstellt. Aus diesen Totalprojektionen konnte dann die Information entnommen werden, die zur weiteren Auswertung notwendig war.

Im einzelnen sind dies:

- Energiespektrum $E_{\alpha_i n_j}$ der α -Teilchen der einzelnen Zählerpaare $\alpha_i n_j$
- Flugzeitspektrum $t_{n_j \alpha_i}$ der Zerfallsneutronen
- Zeitrelation zwischen dem Nachweis des gestreuten α -Teilchens und des Zerfallsneutrons (TPC-Spektrum)

Im zweiten Schritt erfolgte eine Kompression der Aufnahmedaten durch eine schnelle, maschinenorientierte Routine des Programms "MAKAU 4". Der bei der Aufnahme für Kontrollzwecke relativ groß gewählte Energiebereich wurde auf ein interessierendes Intervall reduziert. Dabei blendete man speziell den Bereich der elastisch gestreuten α -Teilchen aus.

Gleichzeitig mußte eine Unterscheidung zwischen echten und zufälligen Koinzidenzen vorgenommen werden. Bei der Festlegung der zufälligen Koinzidenzereignisse wurde der Bereich der zufälligen Koinzidenzen im TPC-Spektrum doppelt so groß wie das Intervall der echten Ereignisse gewählt, um den statistischen Gesamtfehler möglichst klein zu halten.

Die so nach echten und zufälligen Ereignissen sowie Zählerpaaren $\alpha_i n_j$ selektierten Daten wurden anschließend in Form der α -Kanal- und Neutronenkanalzahl ($\alpha_i n_j$) auf Magnetband abgespeichert. Dadurch konnten die vier Dimensionen der Datenaufnahme auf zwei reduziert werden.

Bei der weiteren Verarbeitung wurden aus den ($\alpha_i n_j$)-Tupeln des Riesenresonanzbereichs ($\Delta E_{\alpha_i n_j}$) mit Hilfe des Programms AUSWER (Ste, Urb 82) jedes einzelne Ereignis unter Berücksichtigung einer 3-Teilchen-Kinematik berechnet und in ein entsprechendes Zerfallsspektrum ($E_{n_j \alpha_i}$) einsortiert.

Im letzten Arbeitsabschnitt erfolgte eine Entfaltung der Neutronenenergiespektren mit Hilfe des Gaußkurven-Fit-Programms "FITITA" (Sta 82) an der Siemens 300-R-30 Rechenanlage des Rechenzentrums der Universität Erlangen. Dabei wurden die einzelnen Zustände der Neutronenspektren durch Gaußkurven angefitet, wobei die Mittelpunktslage und Halbwertsbreite entsprechend der experimentellen Energieauflösung fest vorgegeben waren. Mit den so gewonnenen Integralen konnten die modellunabhängigen Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall der angeregten Stärke in die einzelnen Zustände des Restkerns ^{89}Zr ermittelt werden. Zusätzlich war es mit Hilfe des Programms MAKAU4 möglich, durch "Rückprojektionen" auf die α -Energieseite für jeden dieser Zerfälle die Stärkeverteilung im Kern ^{90}Zr zu bestimmen. Für jedes koinzidente Ereignis der ($\alpha_i n_j$)-Tupel wurde kinematisch die Anregungsenergie berechnet und damit ein entsprechendes Spektrum aufgebaut, das die Stärkeverteilung des jeweiligen Zerfallskanals im Anregungsbereich der Riesenresonanz von ^{90}Zr darstellt.

4. Ergebnisse und Diskussion

Nach den Ergebnissen aus dem früher durchgeführten α, n -Koinzidenzexperiment über den Zerfall der isoskalaren Riesenresonanzen am ^{208}Pb -System, lag es nahe, weitere schwere Kerne mit gleicher Meßtechnik zu untersuchen. Da es aus Meßzeitgünden nicht möglich ist, den Massenbereich der schweren Kerne systematisch zu erforschen, mußte ein Kern mit günstigen Voraussetzungen sowohl in physikalischer als auch in experimenteller Hinsicht gewählt werden.

Wie bereits angesprochen, zeichnet sich der Kern ^{90}Zr hierfür besonders aus, da er einerseits punktuell die Lücke zwischen dem Massenbereich der leichten bis mittelschweren Kerne, in dem der Zerfall der E2-Riesenresonanz gut erforscht ist und ^{208}Pb schließt; andererseits ist er aufgrund seiner abgeschlossenen Schalenstruktur sehr gut für mikroskopische Modellrechnungen geeignet, so daß die Stärkeverteilung der verschiedenen Riesenresonanzmoden im Rahmen dieser Modelle vorhergesagt werden kann. Aus experimenteller Sicht erscheint das ^{90}Zr -System für die Durchführung eines α, n -Koinzidenzexperiments durch folgende Eigenschaften besonders geeignet:

Ein Blick auf das Zerfallsschema (Fig. 3.1) zeigt, daß die erreichbare Energieauflösung von ca. 300 keV für die Beobachtung des Neutronenzerfalls in die einzelnen niedrigliegenden Zustände des Restkerns ^{89}Zr ausreichend ist.

Die Spinfolge von $9/2$ und $1/2$ der niedrigstliegenden Zustände sollte ähnlich wie im ^{208}Pb beim Zerfall der im Riesenresonanzgebiet liegenden Stärke zu einem "Filtereffekt" führen, der zur Identifizierung unterschiedlicher Multipolaritäten ausgenutzt werden kann. (Näheres hierzu findet sich in Kapitel 4.3).

Ein Hauptziel der Auswertung ist deshalb, die modellunabhängigen Verzweigungsverhältnisse für den Neutronenzerfall der E2-Riesenresonanz bzw. die Stärke im Kern ^{90}Zr , die in die einzelnen niedrigliegenden Zustände des Restkerns zerfällt, zu extrahieren. Damit sollte es gelingen, die verschiedenen Multipolaritäten im Riesenresonanzgebiet zu separieren.

Weiterhin sollen Aussagen über den Zerfallsmechanismus sowohl aus den Verzweigungsverhältnissen als auch aus Neutronenzerfallsspektren aus Gebieten höherer Anregungsenergie, etwa dem Bereich der E0-Riesenresonanz, gemacht werden. Speziell eine Aussage über die Unterscheidung zwischen statistischem und direktem Zerfall bzw. die Bestimmung dieser beiden Zerfallsanteile ist hier von besonderem Interesse.

Eine Auswertung der α, γ -Messung soll vor allem einen evtl. aus dem hochenergetischen Ende des Riesenresonanzgebietes möglichen Protonenzerfall in den Kern ^{89}Y (siehe Figur 4.5) erkennen lassen.

4.1 Der einfachdifferentielle Wirkungsquerschnitt

Im Rahmen der Voruntersuchungen zum Koinzidenzexperiment wurde am 104 MeV α -Strahl des Karlsruher Zyklotrons eine Wirkungsquerschnittsmessung der E2-Riesenresonanz in ^{90}Zr im Winkelbereich zwischen $\theta_{\text{cm}} = 14,1^\circ$ und $\theta_{\text{cm}} = 26,6^\circ$ in $0,5^\circ$ -Schritten durchgeführt.

Fig. 4.1 zeigt je ein (α, α') -Spektrum in dem später beim Zerfallsexperiment betrachteten Maximum ($\theta_{\text{lab}} = 17^\circ$) und Minimum ($\theta_{\text{lab}} = 25,5^\circ$) der E2-Winkelverteilung. Deutlich ist im Maximum eine Resonanzstruktur bei 14 MeV sichtbar, die hauptsächlich der E2-Riesenresonanz zuzuordnen ist. Zusätzlich befindet sich in ihrer hochenergetischen Schulter im Anregungsbereich um 17 MeV konzentrierte E0-Stärke [(Roz, You 80), (Bue, Leb 80)].

Im Minimum (unteres Spektrum) ist bei einer Anregungsenergie von ca. 7 MeV der Bereich der niedrigliegenden Oktupolresonanz (LEOR) gekennzeichnet. Da sie unterhalb der Neutronenschwelle liegt, kann sie nur durch Emission von γ -Quanten zerfallen. Auf sie wird im Rahmen dieser Arbeit nicht ausführlicher eingegangen, einige kurze Bemerkungen über ihren Zerfall finden sich in Kapitel 4.5

Für die Wirkungsquerschnitte des niedrigliegenden 2^+ -Zustands bei 2,18 MeV Anregungsenergie und der bei 14 MeV lokalisierten E2-Riesenresonanz ergeben sich die in Fig. 4.2 dargestellten Winkelabhängigkeiten. Für die E2-Riesenresonanz wurde hierbei der in Fig. 4.1 gestrichelt dargestellte Untergrund verwendet.

Ein Vergleich beider Winkelverteilungen zeigt eine dominierende $L=2$ Multipolarität für die Stärke im Gebiet der Quadrupolriesenresonanz. Gleichzeitig ist ihr Verlauf aber deutlich flacher als der des reinen 2^+ -Zustandes. Das kann bereits als Hinweis gewertet werden, daß im Bereich der E2-Stärke eine Beimischung anderer Multipolarität vorliegt.

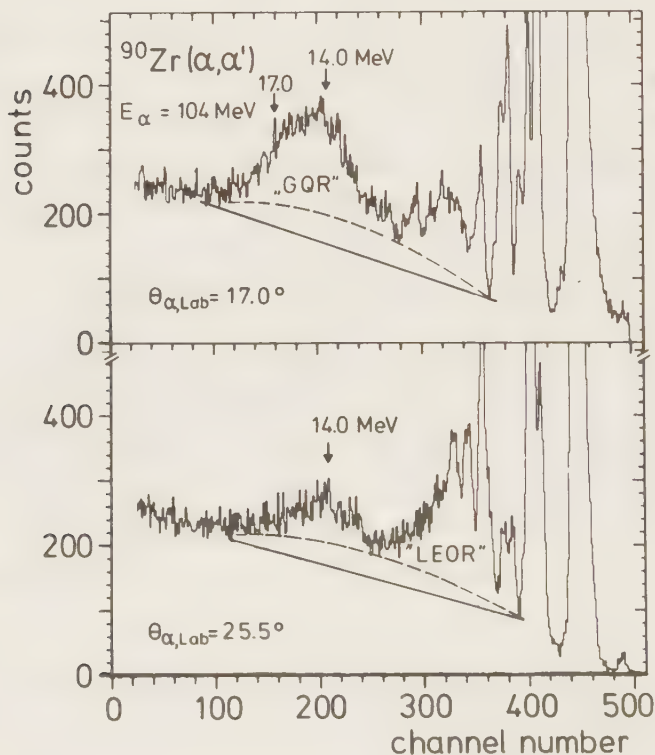


Fig. 4.1 $^{90}\text{Zr}(\alpha, \alpha')$ -Spektren bei $E_\alpha = 104 \text{ MeV}$ unter einem Maximum (oben) und einem Minimum (unten) der E2-Winkelverteilung

Eine quantitative Auswertung beider Wirkungsquerschnitte erfolgte durch den Vergleich mit DWBA-Rechnungen, die mit Hilfe des Programms DWUCK (Dwu) durchgeführt wurden.

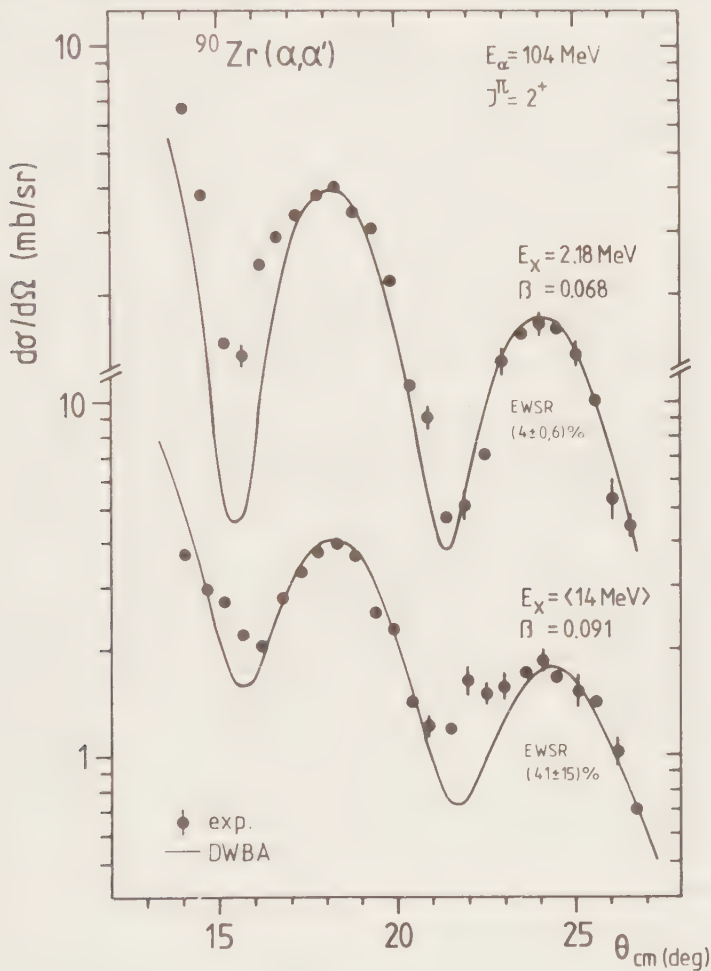


Fig. 4.2 Der Wirkungsquerschnitt für den 2.18 MeV 2^+ -Zustand und der E2-Riesenresonanz bei <14 MeV> in ^{90}Zr

Den Rechnungen lagen die optischen Modellparameter von (Ber 80) zugrunde. Für die durch Anpassung der gerechneten an die gemessenen Wirkungsquerschnitte gewonnenen Deformationsparameter

$$\beta_L^2 = \frac{\sigma_L^{(exp)}}{\sigma_L^{(DWBA)}}$$

ergeben sich folgende Werte:

$$2^+-\text{Zustand: } \beta_2 = 0,068$$

$$E2\text{-Resonanz: } \beta_2 = 0,091$$

Beide Werte stimmen gut mit den in (Wou 77) genannten Daten überein. Für die Quadrupolriesenresonanz ergibt sich daraus unter Annahme einer reinen E2-Stärke ein Summenregelwert von ca. 41 %.

Dieser Wert hängt jedoch stark vom angenommenen Untergrund ab, was im folgenden anhand der in Fig. 4.3 gezeigten Wirkungsquerschnitte verdeutlicht wird.

Die gezeigten Wirkungsquerschnitte der E2-Riesenresonanz unterscheiden sich durch eine unterschiedliche Untergrundsubtraktion. Die beiden verwendeten und im Rahmen des Experiments als "maximal" bzw. "minimal" vertretbaren Untergrundverläufe sind in Figur 4.1 eingezeichnet. Man erkennt, daß die Struktur des Wirkungsquerschnitts erhalten bleibt, während sie sich in ihrer Absoluthöhe wesentlich unterscheiden.

Der untere Verlauf des Wirkungsquerschnitts in Fig. 4.3 (Punkte) ist identisch mit der in Fig. 4.2 gezeigten Winkelverteilung, bei der eine "maximale" Untergrundsubtraktion mit Hilfe eines an das Spektrum angefitzten Polynoms 3. Grades vorgenommen wurde.

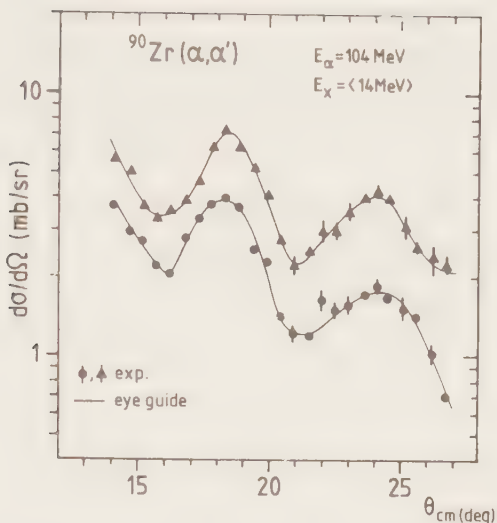


Fig. 4.3 Wirkungsquerschnitt der Quadrupolriesenresonanz in ^{90}Zr bei unterschiedlicher Untergrundsubtraktion

Die obere Kurve zeigt den Wirkungsquerschnitt nach Subtraktion des "minimalen" Untergrunds mittels einer Geraden. Sein höherer Absolutwert resultiert in einem größeren Deformationsparameter ($\beta = 0,11$), was zu einem Summenregelanteil von ca. 77 % der E2-Stärke führt. Aus den beiden Grenzwerten kann für die Stärke der isoskalaren Quadrupolriesenresonanz ein Summenregelanteil von ca. 60 % als Mittelwert angesehen werden, was gut mit dem Wert eines früheren α -Streuexperiments (You, Ros 76) übereinstimmt. Es wird zu prüfen sein, wie dieser aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt gewonnene Wert durch die Ergebnisse des (α, α', n) -Experiments zu modifizieren ist. Zunächst wird jedoch der Zerfall der E0-Riesenresonanz untersucht, da die dabei gewonnenen Ergebnisse für die Diskussion des Zerfalls aus dem E2-Gebiet hilfreich sind.

4.2 Neutronenzerfall aus dem Gebiet der Monopolriesenresonanz

Nahezu modellunabhängige Aussagen über den Zerfallsmechanismus der Riesenresonanzen lassen sich in relativ einfacher Weise für den Bereich höherer Anregungsenergie ($E_x \gtrsim 16$ MeV) treffen. Obwohl hier der Neutronenzerfall in die individuellen Zustände des Restkerns aufgrund der hohen Niveaudichte energetisch nicht mehr aufgelöst werden kann, ist eine Separation der statistischen und der direkten Zerfallskomponente anhand der Spektrumsform der Zerfallsnutronen möglich.

Hier stehen beim Zerfall genügend erreichbare Niveaus im Restkern zur Verfügung, so daß sich im statistischen Fall ein Verdampfungsspektrum der Neutronen ausbilden kann. Dies ist für die zu gewinnenden Aussagen unbedingt notwendig. Eine vorhandene direkte Zerfallskomponente, die einem bevorzugten Zerfall in die niedrigliegenden Neutron-Lochzustände des Restkerns entspricht, läßt sich aus einer Überhöhung des Spektrums im Bereich hoher Neutronenenergien ermitteln.

Im vorliegenden Experiment wurde der Neutronenzerfall aus dem Anregungsbereich zwischen 17 und 18 MeV in ^{90}Zr untersucht. Dieser Energiebereich ist besonders interessant, da sich hier das Zentrum konzentrierter Monopolstärke befindet, wie aus Wirkungsquerschnittsmessungen unter extremen Vorwärtswinkeln bekannt ist [(Roz, You 80), (Bue, Leb 80)].

In Fig. 4.4 sind die Spektren des Zerfalls der Gesamtstärke aus diesem Anregungsbereich für das untersuchte Maximum (unten) und

Minimum (oben) der Winkelverteilung der resonanten Stärke gezeigt, wobei über alle acht gemessenen Positionen der Neutronendetektoren gemittelt wurde.

In beiden Spektren ist eine simultan angepaßte "Verdampfungskurve" der Form $N(E) = E_n e^{-E_n/T}$ eingezeichnet, die den statistischen Zerfall beschreibt. Dabei ergibt sich für die angepaßte Kerntemperatur ein Wert von $T \approx 0,6$ MeV.

Im Minimum der Winkelverteilung zeigt das Zerfallsspektrum der resonanten Stärke im Rahmen der Statistik nur minimale Abweichungen von der theoretischen Kurve. Daraus kann geschlossen werden, daß der unter der resonanten Stärke liegende Untergrund nahezu rein statistisch zerfällt.

Das zum Maximum gehörende Spektrum zeigt eine deutliche Überhöhung im Bereich zwischen $E_n = 3-6$ MeV, die dem direkten Zerfall in die niedrigliegenden Lochzustände von ^{89}Zr zuzuordnen ist. Die Lochstärken dieser Zustände, die aus "Pick-up-Reaktionen" bekannt sind [vgl. Tak, Ada 73]], sind entsprechend ihrer energetischen Lagen in Fig. 4.4 eingezeichnet. Der über der Verdampfungskurve liegende Stärkeanteil beträgt etwa 5 % des Gesamtspektrums.

Da, wie aus Fig. 4.1 entnommen werden kann, die resonante Stärke im betrachteten Energiebereich etwa $1/3$ der Gesamtstärke ausmacht und man aufgrund des Spektrums für das gemessene Minimum davon ausgehen kann, daß die schraffierte Fläche allein vom Zerfall der resonanten Stärke stammt, so ergibt sich für diese eine direkte Zerfallskomponente von ca. 15 %.

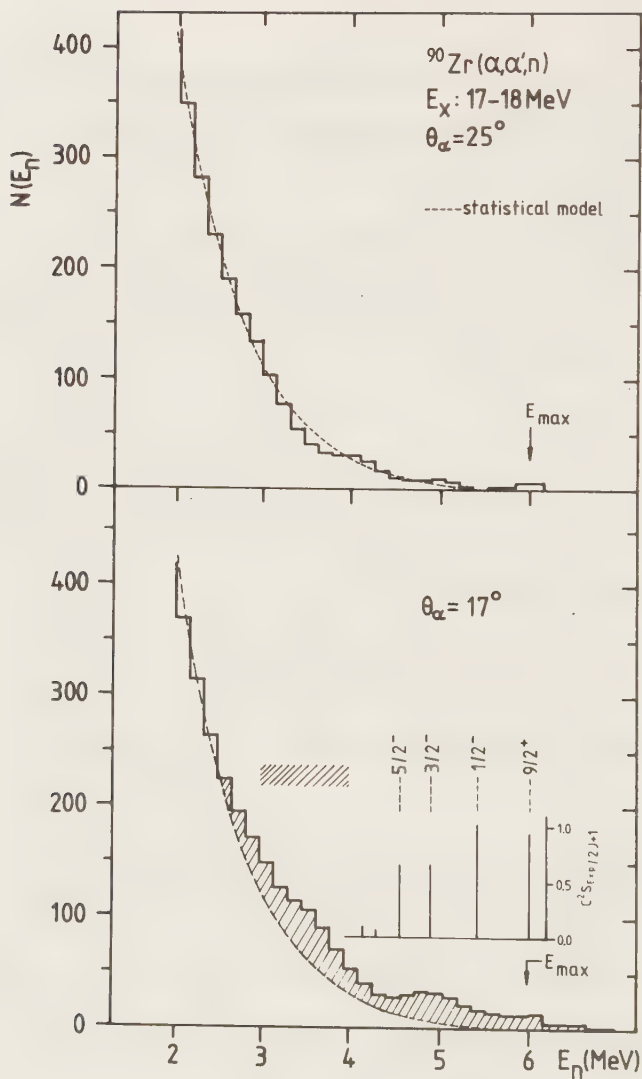


Fig. 4.4 Neutronenspektrum des Zerfalls der Gesamtstärke zwischen 17-18 MeV Anregungsenergie in ^{90}Zr für ein Maximum (unten) und ein Minimum (oben) der Winkelverteilung der resonanten Stärke

Dieser Wert ist dem entsprechenden Ergebnis des ^{208}Pb -Zerfalls-experiments (Eyr 82) sehr ähnlich und scheint eine typische Größe beim Zerfall der Monopolriesenresonanz in schweren Kernen zu sein.

Auffällig ist die zusätzliche Überhöhung im Energiebereich zwischen 3 und 4 MeV (schraffierter Balken). Die in "Pick-up-Reaktionen" gemessene n-Lochstärke im entsprechenden Energiebereich in ^{89}Zr ist klein (vgl. Fig. 4.4), andererseits aber ist in diesem Gebiet eine Reihe von Zuständen bekannt (Nil, Gre 73), die von der Kopplung der Lochzustände in ^{89}Zr an niedrigliegende kollektive $1p1h$ -Phononzustände herrühren. Deshalb sollte dieser Zerfallsanteil hauptsächlich einem "pre-equilibrium"-Zerfall aus speziellen $2p2h$ -Konfigurationen der resonanten Stärke in diese $1p2h$ -Phonon-Lochzustände zugeschrieben werden.

Daraus folgt jedoch, daß sich der Anteil der direkten Zerfallskomponente von ca. 15% auf einen Wert von ca. 10% reduziert.

4.3 Der Neutronenzerfall der isoskalaren Quadrupolriesenresonanz

Bevor die Ergebnisse des Zerfalls der E2-Riesenresonanz diskutiert werden, soll nochmals kurz auf die Zerfallssituation in diesem Energiebereich eingegangen werden. In Fig. 4.5 ist das Zerfallsschema der Quadrupolriesenresonanz in die niedrigliegenden Zustände des Restkerns ^{89}Zr gezeigt.

Wie bereits kurz angesprochen, führt die Spinfolge der ersten Zustände im Restkern, ähnlich wie beim ^{208}Pb -System, beim Zerfall der im Riesenresonanzgebiet liegenden Stärke zu einer Filterwirkung gegenüber den unterschiedlichen Multipolaritäten. So wird der $9/2^+$ -Grundzustand in ^{89}Zr hauptsächlich durch Stärke höherer Multipolarität ($L \geq 4$) bevölkert, wie sich leicht anhand folgender qualitativer Überlegungen zeigen lässt.

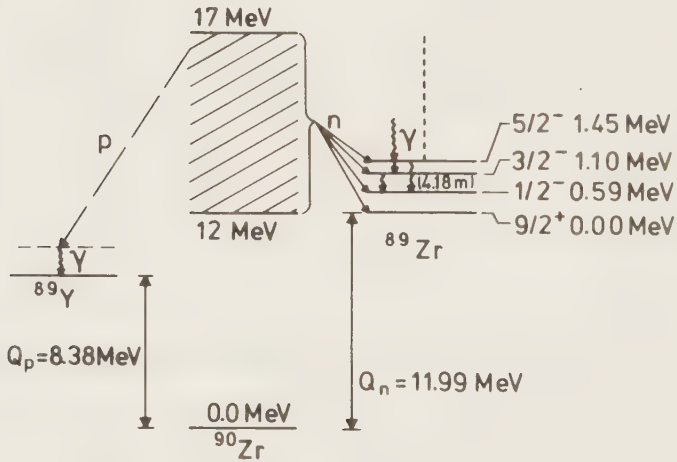


Fig. 4.5 Zerfallsschema der Quadrupolriesenresonanz in ^{90}Zr

Ein aus dem E2-Gebiet ($12 \text{ MeV} \leq E_x \leq 16 \text{ MeV}$) beim Zerfall von Quadrupolstärke emittiertes Neutron wird wegen seiner relativ geringen Energie in den meisten Fällen nicht genügend Bahndrehimpuls transferieren, um in den $9/2^+$ -Grundzustand zu zerfallen. Das bedeutet aber, daß die in diesen Zustand zerfallende Stärke ganz überwiegend Multipolarität besitzen muß, die nahe dem Spin von $9/2$ liegt, also $L \geq 4$.

Die E2-Stärke wird dagegen dominant die Niedrigspinzustände $1/2^-$ und $3/2^-$ bevölkern.

In Fig. 4.6 ist je ein typisches Spektrum der Zerfallsneutronen aus dem Energiebereich zwischen 13 und 16 MeV für ein Maximum (oben) und ein Minimum (unten) der E2-Winkelverteilung gezeigt.

Man erkennt, daß aufgrund der experimentell erreichten Energieauflösung von ca. 350 keV die einzelnen Zustände im Restkern eindeutig getrennt sind. Die Breite der an die einzelnen Zustände angefitzten Gaußkurven entsprechen der aus experimentellen Parametern erwarteten Energieauflösung.

Obwohl aufgrund geringer Nonlinearitäten zwischen den verschiedenen Detektoren, Langzeitschwankungen der Elektronik und den daraus resultierenden Eichungenauigkeiten im Gesamtspektrum, das sich aus der Mittelung über alle Detektorstellungen ergibt, eine Verbreiterung der einzelnen Niveaus auftritt, lassen sie sich auch hier eindeutig identifizieren (siehe Fig. 4.7).

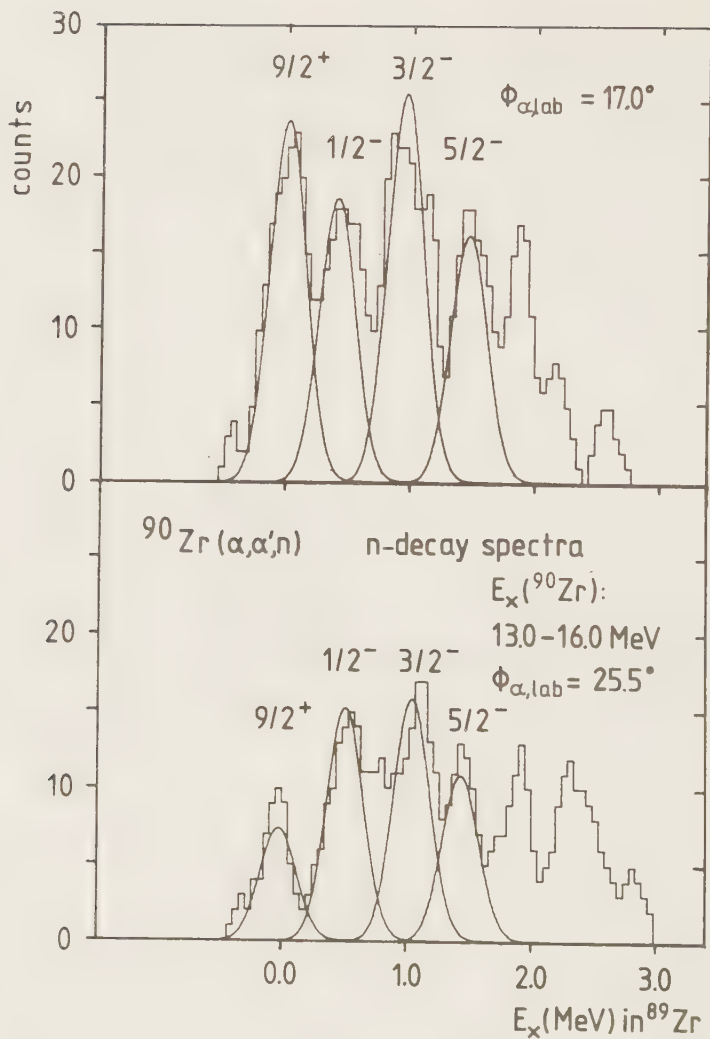


Fig. 4.6 Neutronenzerfallsspektren aus dem Gebiet der E2-Riesenresonanz in ^{90}Zr für ein Maximum und Minimum der E2-Winkelverteilung

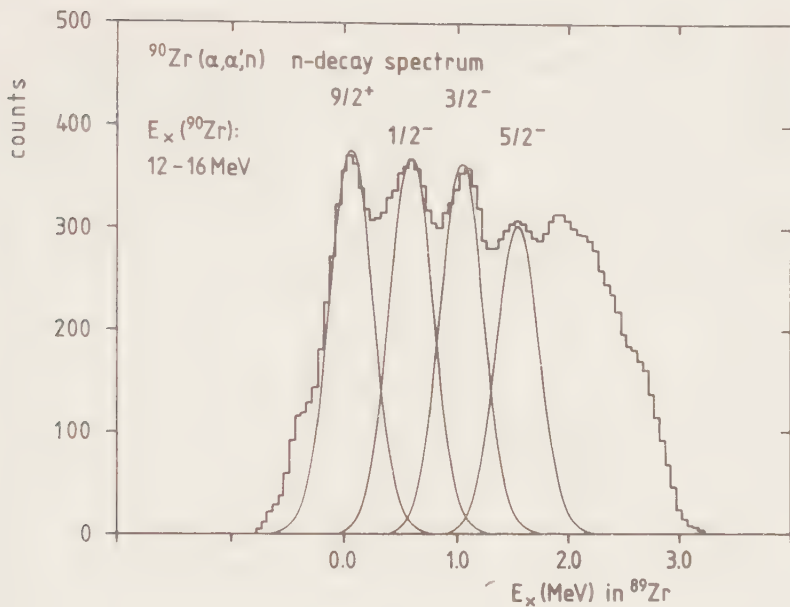


Fig. 4.7 Neutronenzerfallsspektrum der E2-Riesenresonanz in ^{90}Zr nach Mittelung über alle gemessenen Winkelstellungen

Die Breite der eingezeichneten Gaußkurven wurde entsprechend der Mittelung größer (ca. 450 keV) als in den Einzelspektren gewählt.

Die aus den Integralen der Gaußkurven ermittelten relativen Verzweungsverhältnisse zeigen als ein wichtiges Ergebnis die starke Bevölkering des $9/2^+$ -Grundzustands, obwohl diese aufgrund der vorliegenden Energie- und Drehimpulsverhältnisse stark unterdrückt sein sollte. Als erste qualitative Folgerung ergibt sich daraus, daß sich im Gebiet der E2-Riesenresonanz von ^{90}Zr erhebliche Stärke höherer Multipolarität befinden muß. Daß diese Aussage auch mit theoretischen Vorhersagen in Einklang ist, soll im folgenden genauer analysiert werden.

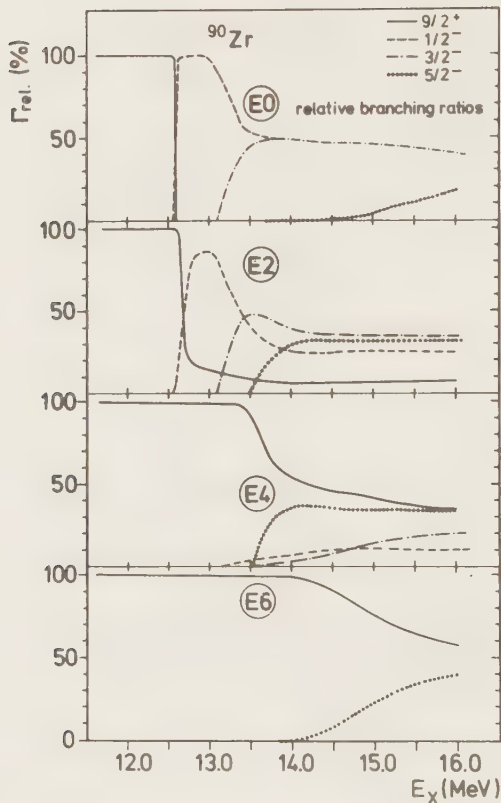


Fig. 4.8 Relative Verzweungsverhältnisse des Zerfalls von Stärke verschiedener Multipolarität aus dem Gebiet der E2-Riesenresonanz in ^{90}Zr in die vier niedrigsten Zustände von ^{89}Zr für den statistischen Zerfall

Hierzu sind in Fig. 4.8 die berechneten relativen Verzweungsverhältnisse für den Zerfall von Stärke verschiedener Multipolarität in die einzelnen Zustände des Restkerns in Abhängigkeit der

Anregungsenergie gezeigt. Dabei wurde ein rein statistischer Zerfall angenommen, was auch aus den experimentellen Ergebnissen des E0-Bereichs als gute Näherung anzusehen ist, da die direkte Zerfallskomponente, im Vergleich zur statistischen, sehr klein ist. Die zur Berechnung notwendigen Transmissionskoeffizienten wurden mit Hilfe der optischen Potentialparameter von (Wil, Hod 64) ermittelt.

Aus der Darstellung ergibt sich, daß im betrachteten Energiebereich zwischen 13 und 16 MeV der Zerfall der E0- und E2-Stärke im wesentlichen in die drei Zustände mit niedrigem Spin ($1/2^-$, $3/2^-$ und $5/2^-$) erfolgt. Der $9/2^+$ -Grundzustand wird dagegen nur sehr schwach bzw. für E0-Stärke praktisch überhaupt nicht bevölkert.

Umgekehrt wird die E4-Stärke bevorzugt in diesen Grundzustand zerfallen, während die Niedrigspinzustände hier nur schwach besetzt werden. Verschärft gilt dies für etwa vorhandene E6-Stärke, da hier der Zerfall fast ausschließlich in den Grundzustand stattfindet.

Der $5/2^-$ -Zustand nimmt eine Hybridstellung ein, da er von allen Stärken konstant bevölkert wird.

Ein Blick auf das Gesamtzerfallsspektrum läßt eine nahezu gleichmäßige Bevölkерung der drei Niedrigspinzustände ($1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$) erkennen. Hieraus läßt sich bereits ein dominant statistischer Zerfall der Stärke ablesen, da sich ein überwiegend direkter Zerfall der E2-Stärke eindeutig am bevorzugten Zerfall in den $3/2^-$ -Zustand erkennen ließe (vgl. Tabelle II).

Wichtig ist dabei, daß die Annahme eines direkten Zerfalls das qualitative Bild des Spinfilters nicht ändert.

Bevor eine quantitative Extraktion der modellunabhängigen Verzweigungsverhältnisse erfolgt, muß ein wesentlicher Aspekt beim Zerfall des Riesenresonanzgebiets in den Restkern berücksichtigt werden. Die starke Bevölkering des $9/2^+$ - und des $1/2^-$ -Zustandes in den Zerfallsspektren ist teilweise auf Schwelleneffekte für die einzelnen Zerfallskanäle zurückzuführen. Ein Blick auf den Verlauf der Verzweigungsverhältnisse im Energiebereich zwischen 13 und 14 MeV in Fig. 4.8 zeigt, daß die in diesem Energiebereich vorhandene Stärke ungeachtet ihrer Multipolarität in den $9/2^+$ - und $1/2^-$ -Zustand zerfällt. Eine Entscheidung zwischen Stärke höherer und niedrigerer Multipolarität ist jedoch ab einer Anregungsenergie $E_\alpha \approx 13$ MeV möglich, da hier die Kanäle für den Zerfall in diese beiden niedrigliegenden Zustände bereits vollständig offen sind.

Ab ca. 14 MeV sind alle vier Zerfallskanäle vollständig geöffnet, so daß alle diskutierten niedrigliegenden Zustände im ^{89}Zr für den Zerfall zur Verfügung stehen.

Um dieser Tatsache Rechnung zu tragen, wurde die Analyse der relativen Verzweigungsverhältnisse im Energiebereich zwischen 14 und 16 MeV vorgenommen. In Figur 4.9 ist das gesamte Neutronenzerfallsspektrum, d.h. summiert über alle Meßstellungen, dargestellt.

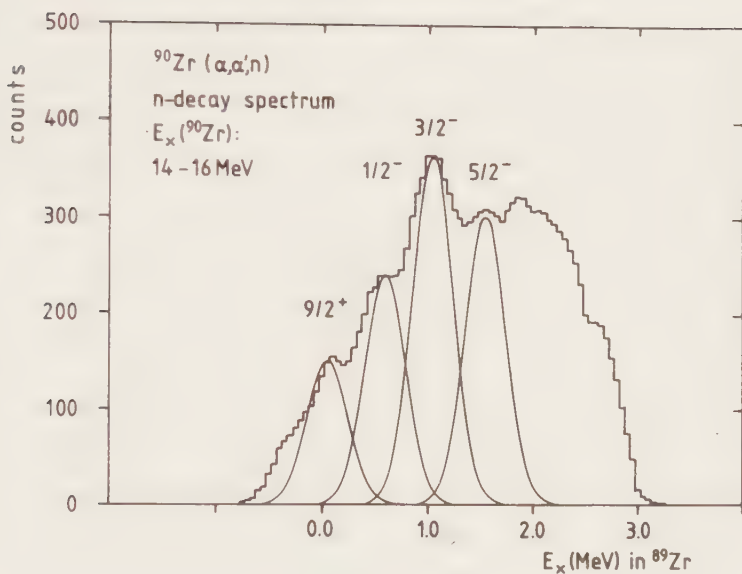


Fig. 4.9 Neutronenzerfallsspektrum der E2-Riesenresonanz in ^{90}Zr nach Mittelung über alle gemessenen Winkelstellungen im Anregungsbereich zwischen 14 und 16 MeV.

Der Einfluß des angesprochenen Schwelleneffektes spiegelt sich eindeutig beim Vergleich der beiden Gesamtzerfallsspektren wider.

Das Spektrum aus dem Anregungsbereich zwischen 14 und 16 MeV zeigt jetzt eine deutlich geringere Bevölkering des $9/2^+$ - und des $1/2^-$ -Zustands, während die Intensität der restlichen beiden Niveaus im wesentlichen unverändert bleibt.

Die quantitative Ermittlung der relativen Verzweigungsverhältnisse $\Gamma_i / \sum_K \Gamma_K$ für den Neutronenzerfall des E2-Gebiets in die vier ersten Zustände des Restkerns ^{89}Zr erfolgt aus den Integralen der einzelnen angefitteten Gaußverteilungen nach folgender Gleichung:

$$\frac{\Gamma_i}{\sum_K \Gamma_K} = \frac{\sum_S \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_n} \right]_S}{\sum_K \sum_S \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_n} \right]_S}$$

Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte sind dabei der Anzahl N_{coi} der koinzidenten Ereignisse proportional und entsprechen somit dem Peakinhalt der einzelnen Neutronenlinien im Zerfallsspektrum bzw. den daraus ermittelten Integralen. Die Flächendichte des Targets und der Raumwinkel der α - und n-Detektoren, die direkt in die Wirkungsquerschnitte eingehen, mußten nicht explizit bekannt sein, da sie bei allen Meßstellungen unverändert blieben und dadurch bei der Quotientenbildung wegfallen. Berücksichtigt wurde jedoch die Anzahl der einfallenden Teilchen, da sie bei den verschiedenen Messungen unterschiedlich war.

Die so aus den Zerfallsspektren extrahierten modellunabhängigen und über alle Winkelstellungen gemittelten Verzweigungsverhältnisse sind in Tabelle II dargestellt. Die angegebenen Fehler stellen die statistischen Fehler der koinzidenten Zählrate dar, da die Fehlerrechnung zeigt, daß die Fehler der noch eingehenden Größen vernachlässigbar sind.

Zustand in ^{89}Zr		$9/2^+$	$1/2^-$	$3/2^-$	$5/2^-$
Experiment		14 ± 2	23 ± 2	34 ± 2	29 ± 2
statistisch	E 0	-	45	44	11
	E 2	8	23	41	28
	E 4	46	11	15	28
	E 6	74	-	-	26
direkt	E 2	0,5	39	59	1,5

alle Angaben in %

Tabelle II: Vergleich der experimentellen und der vorhergesagten relativen Verzweigungsverhältnisse beim Zerfall der Quadrupolriesenresonanz in ^{90}Zr in die verschiedenen Zustände von ^{89}Zr

Für den direkten Vergleich mit dem Experiment sind in Tabelle II auch die theoretischen Werte dargestellt. Die im Rahmen des statistischen Zerfallsmodells errechneten relativen Verzweigungsverhältnisse mußten dazu über den Anregungsbereich zwischen 14 und 16 MeV integriert werden.

Zusätzlich mußte aufgrund der kleinsten nachgewiesenen Neutronenenergie von 1 MeV diese experimentelle Schwelle bei der Bevölkerung der einzelnen Zustände in ^{89}Zr berücksichtigt werden.

Da die Intensität der Riesenresonanz über den betrachteten Anregungsbereich nicht konstant war, wurden die relativen Verzweigungsverhältnisse noch mit der experimentellen Intensitätsverteilung gewichtet. Diese Verteilung konnte aus dem entsprechenden "freien" α -Spektrum entnommen werden.

Für die alternative Annahme eines direkten Zerfalls wurden die relativen Verzweigungsverhältnisse im Teilchen-Loch-Bild des Schalenmodells ermittelt. Dabei wurden die Zerfallsbreiten für die verschiedenen möglichen Drehimpulswerte des Neutronenzerfalls als Produkt der jeweiligen Transmissionskoeffizienten und dem dazugehörigen Überlapp der lplh-Wellenfunktionen der Riesenresonanz mit dem Neutronen-Loch-Zustand in ^{89}Zr errechnet. Die dazu benötigten Wellenfunktionen wurden aus (Knü 82) entnommen. Das Ergebnis ist in der letzten Zeile von Tabelle II gezeigt. Ein Vergleich der experimentellen Daten mit den theoretischen Vorhersagen zeigt auch hier, daß sich im Bereich der E2-Riesenresonanz Stärke höherer Multipolarität ($L \geq 4$) befinden muß. Speziell die starke Bevölkering des $9/2^+$ -Grundzustandes läßt diese Schlußfolgerung eindeutig zu.

Das Auftreten höherer Multipolarität ist nicht überraschend, vielmehr ist sie als Rest der $2\hbar\omega$ -Komponenten der Resonanzen mit geradzahligem L-Wert ($L \geq 2$) anzusehen (vgl. Fig. 2.2).

Ein Vergleich mit lplh-RPA-Rechnungen (Knü 82), deren Ergebnisse in Fig. 4.10 dargestellt sind, zeigt, daß dieses Ergebnis auch im Einklang mit mikroskopischen Modellvorstellungen ist.

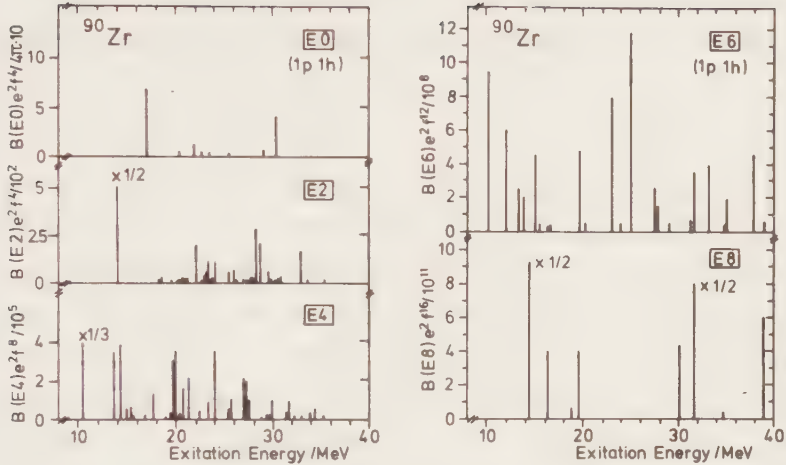


Fig. 4.10 Stärkeverteilungen verschiedener Multipolaritäten in ^{90}Zr aus einer 1plh-RPA-Rechnung

Fig. 4.10 zeigt die Stärkeverteilung der geraden Multipolaritäten $L = 0$ bis $L = 8$ in ^{90}Zr . Neben dem Peak der isoskalaren E2-Riesenresonanz bei einer Anregungsenergie von ca. 14 MeV erkennt man in diesem Energiebereich eine erhebliche Stärke der Multipolaritäten $L = 4, 6$ und 8 .

Um ein realistisches Bild zu erhalten, muß zusätzlich der Einfluß der 2p2h-Beiträge berücksichtigt werden. Daraus resultiert eine Fragmentierung (spreading) der Stärke und führt, ähnlich wie im ^{208}Pb -System, zu einer Überlagerung der E2-Stärke mit Stärke höherer Multipolarität. Da bisher keine derartigen 2p2h-RPA-Rechnungen vorliegen, kann hier eine weiterführende Diskussion nicht durchgeführt werden.

Außerdem müßte der Einfluß der Ankopplung an das Kontinuum berücksichtigt werden, wodurch die einzelnen Peaks "Escape-Breiten" erhalten. Derartige Kontinuums-Rechnungen liegen für das ^{90}Zr -System ebenfalls nicht vor.

Ziel der Auswertung war es, den Anteil der unterschiedlichen Stärken an der Gesamtstärke im Anregungsbereich der Quadrupolriesenresonanz so quantitativ wie möglich zu bestimmen und mit theoretischen Vorhersagen zu vergleichen. Eine Auswertung der experimentell bestimmten Verzweungsverhältnisse zeigt, daß ein Anteil von E2- und E4-Stärke allein nicht ausreicht, um diese Werte im Rahmen des statistischen Zerfallsmodells hinreichend genau zu beschreiben. Aufgrund der energetischen Verteilung konzentrierter Monopolstärke mit Maximum bei 17 MeV muß auch im untersuchten E2-Bereich mit einem zusätzlichen Anteil von E0-Stärke gerechnet werden. Dieser Anteil wurde aus dem freien und untergrundbereinigten α -Spektrum des Wirkungsquerschnitts mit Hilfe zweier Gaußverteilungen abgeschätzt.

In Fig. 4.11 ist das Spektrum mit den beiden Gaußkurven bei 14 und 17 MeV und einer Halbwertsbreite von je 3,5 MeV gezeigt. Diese Parameter entsprechen den Werten aus Analysen des differentiellen Wirkungsquerschnitts unter extremen Vorwärtswinkeln [(Roz, You 80), (Bue, Leb 80)].

Aus dem Fit ergibt sich ein Anteil von ca. 13 % E0-Stärke an der im betrachteten Energiebereich angeregten Gesamtstärke.

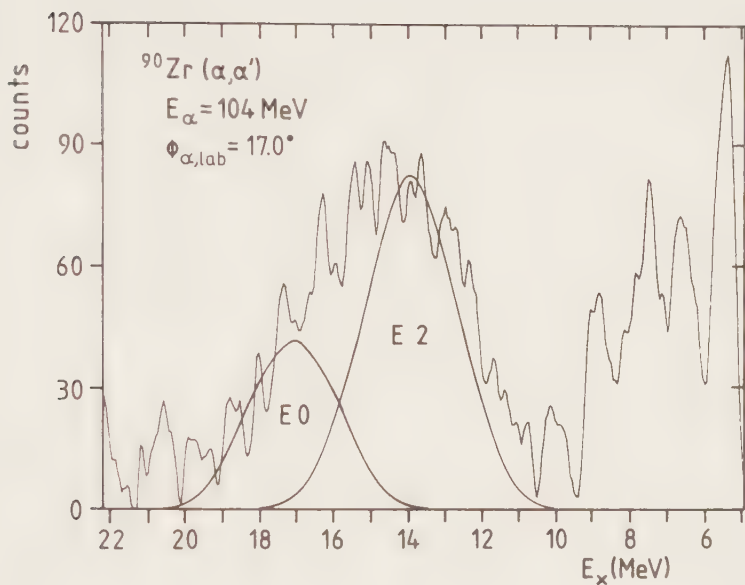


Fig. 4.11 Freies, untergrundbereinigtes α -Spektrum im Maximum des E2-Wirkungsquerschnitts mit angeftteter E0- und E2-Stärkeverteilung

Um Aussagen über die Anteile von Stärke höherer Multipolarität $L \geq 2$ an der restlichen Gesamtstärke zu gewinnen, wurde eine numerische Anpassung an die experimentell ermittelten Verzweigungsverhältnisse vorgenommen. Dabei wurden neben der festgehaltenen E0-Stärke nur Anteile von Stärke der Multipolarität E2 und E4 berücksichtigt, die, wie sich später zeigen wird, zur Beschreibung der experimentellen Daten ausreichen.

Als "Bestfit" ergab sich ein Anteil für E2-Stärke von $64 \pm 5 \%$, der Anteil der E4-Stärke konnte dementsprechend auf $23 \pm 5 \%$ festgelegt werden. Unter Berücksichtigung der drei StärkekompONENTEN ergeben sich folgende Verzweungsverhältnisse für den Zerfall in die einzelnen Zustände des Restkerns:

	9 2 ⁺	1 2 ⁻	3 2 ⁻	5 2 ⁻
Bestfit	16	23	35	26
Experiment	14 ± 2	23 ± 2	34 ± 2	29 ± 2

alle Angaben in %

Ein Vergleich mit den experimentellen Daten zeigt, daß sich der Zerfall der isoskalaren Quadrupolriesenresonanz durch eine entsprechende Kombination von E0-, E2- und E4-Stärke im Rahmen des statistischen Zerfallsmodells beschreiben läßt. Dabei erweist sich wie erwartet die Bevölkerung des 9 2⁺-Zustands besonders empfindlich auf Änderungen des E4-Anteils. Eine kleine direkte Zerfallskomponente beeinflusst die angegebenen Zahlenwerte nur unwesentlich.

Weiterhin läßt sich aus diesem Ergebnis folgern, daß für die Beschreibung des E2-Riesenresonanzbereichs in ⁹⁰Zr keine E6-Stärke erforderlich ist und sich im Gegenteil dazu bei Hinzunahme eines E6-Anteils (8 5%-10%) die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten verschlechtert.

Diese experimentellen Ergebnisse sollen nun mit theoretischen Voraussagen verglichen werden. Dabei ist die in der Arbeit von (Ser. Bot 82) berechnete Stärkefunktion aufgrund ihres kontinuierlichen

Verlaufs besser geeignet, als die sich aus den Rechnungen von Knüpfer ergebende diskrete Verteilung in Fig. 4.10. In der Arbeit von Serr et al. wird, ausgehend von RPA-Rechnungen, mit Hilfe geeigneter makroskopischer Dämpfungsmechanismen eine möglichst realistische Verteilung der Multipolstärken berechnet. Ein Vergleich mit der in Fig. 4.12 über der Energie aufgetragenen Stärkefunktion für verschiedene Multipolaritäten in ^{90}Zr zeigt, daß die bisher gemachten Folgerungen auch in Einklang mit diesen theoretischen Annahmen sind. Aus der Darstellung läßt sich ein Verhältnis der E4- zur E2-Stärke im betrachteten Energiebereich zwischen 14 und 16 MeV von ca. 1:3 entnehmen, was gut mit den im vorliegenden Experiment ermittelten Werten übereinstimmt.

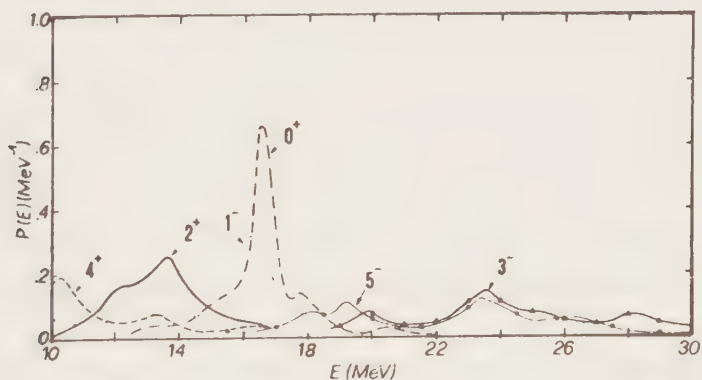


Fig. 4.12 Stärkefunktion für isoskalare ($L = 0^+, 2^+ - 6^+$) und isovektorielle ($L = 1^- - 5^-$) Riesenresonanzen in ^{90}Zr (Ser, Bor 82)

Aus den relativen Stärken der einzelnen Multipolaritäten lassen sich im folgenden entsprechende Summenregelwerte für die E2- und E4-Stärke im betrachteten Anregungsbereich abschätzen.

Der aus dem Wirkungsquerschnitt, unter Annahme einer reinen E2-Stärke, ermittelte Summenregelanteil von ca. 60 % reduziert sich aufgrund der Ergebnisse des Zerfallsexperiments, bei dem ein relativer E2-Anteil von 64 % abgeschätzt wurde, auf einen Wert von etwa 40 %. Dieser Wert liegt an der unteren Grenze der bisher aus Singles-Experimenten bekannten Daten. Der relative Anteil von etwa 23 % für die Stärke höherer Multipolarität um 14 MeV entspricht für E4-Stärke einem Summenregelwert von etwa 4 %.

Ein Vergleich mit der in Fig. 4.12 dargestellten Stärkefunktion zeigt, daß dieser Wert auch im Einklang mit den diskutierten theoretischen Vorhersagen von Serr et al. ist. Der dort berechnete kontinuierliche Verlauf der E4-Stärke im betrachteten Energiebereich deckt sich ebenfalls mit der experimentell ermittelten Verteilung (vgl. Kapitel 4.4). Interessant ist in diesem Zusammenhang, daß konzentrierte E4-Stärke auch im Bereich der in dieser Darstellung nicht gezeigten LEOR gefunden wurde [(Mos, You 76), (Fuj 81)], die in Kapitel 4.5 noch kurz aufgezeigt wird.

4.4 Die Verteilung der E2- und E4-Stärke im Bereich der isoskalaren Quadrupolriesenresonanz

Die Spinfilterwirkung der einzelnen Zustände im Restkern ermöglicht es auch, Aussagen über die Verteilung der einzelnen Stärken unterschiedlicher Multipolarität im Bereich des E2-Riesenresonanzgebietes zu machen.

Dazu wurden die Rückprojektionen der einzelnen Neutronenzerfallskanäle auf diesen Bereich erstellt (vgl. auch Kapitel 3.3).

So zeigt die Rückprojektion des $9/2^+$ -Grundzustands im wesentlichen die Verteilung der E4-Stärke, da dieser Zustand hauptsächlich durch diese Stärke bevölkert wird. Dementsprechend wird die Rückprojektion aus dem $1/2^-$ - und dem $3/2^-$ -Zustand qualitativ die Verteilung der E0- und E2-Stärke im Riesenresonanzgebiet zeigen. In Fig. 4.13 sind die einzelnen Stärkeverteilungen im Anregungsbereich von 12 MeV bis 16 MeV in ^{90}Zr dargestellt.

Für den Vergleich wurden alle Spektren über 3 Kanäle geglättet und auf den gleichen Wirkungsquerschnitt normiert. Im oberen Teil der Darstellung erkennt man den Verlauf der in den $9/2^+$ -Grundzustand zerfallenden Stärke für das gemessene Maximum (a) bzw. Minimum (b) der E2-Winkelverteilung. Der untere Teil zeigt analog die Verteilung der Stärke, die im $1/2^-$ - und $3/2^-$ -Zustand des Restkerns aufgesammelt wird [Maximum (c), Minimum (d)].

In den einzelnen Spektren sind sowohl die physikalischen [(S0), (S1), (S2)] als auch die experimentellen Schwellen [S0, S1, S2] für den Zerfall eingezeichnet.

Die Verteilung der in den $9/2^+$ -Grundzustand zerfallenden E4-Stärke zeigt zunächst einen auffallenden Peak um etwa 13.5 MeV Anregungsenergie. Diese Überhöhung darf jedoch nicht dem Verlauf der E4-Stärkeverteilung zugeordnet werden, sondern ist als Schwelleneffekt zu erklären. Wie aus Fig. 4.8 deutlich zu sehen ist, zerfällt in diesem Energiebereich der überwiegende Anteil auch der niedrigen Multipolaritäten, speziell E2, in den $9/2^+$ -Grundzustand, da die anderen Kanäle noch nicht offen sind.

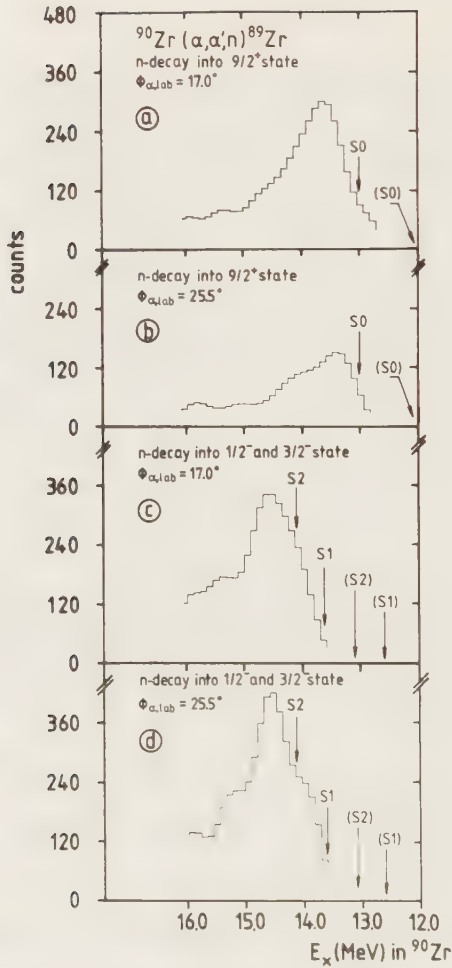


Fig. 4.13 Projektionen einzelner Zerfallskanäle auf das Riesenresonanzgebiet zwischen 12 und 16 MeV

- a) + b) Stärkeverteilung des Zerfalls in den Grundzustand für ein Maximum (a) und Minimum (b) der E2-Winkelverteilung
- c) + d) Stärkeverteilung des Zerfalls in den $1/2^-$ - und $3/2^-$ -Zustand für ein Maximum (c) und Minimum (d) der E2-Winkelverteilung

Im Gegensatz zu der zum Zerfall in den $9/2^+$ -Zustand gehörenden Verteilung besitzt die in die Niedrigspinzustände zerfallende Stärke eine eindeutige Konzentration im Bereich um 14.5 MeV, d.h. im Maximum der isoskalaren Quadrupolriesenresonanz. Diese Aussagen sind auch im Einklang mit der theoretischen Stärkeverteilung in Figur 4.12.

Um den Einfluß der Schwelleneffekte für die E4-Verteilung zu eliminieren, wurden zusätzlich die Rückprojektionen im Anregungsbereich zwischen 14 und 16 MeV untersucht. Fig. 4.14 zeigt die zu Fig. 4.13 analoge Darstellung der einzelnen Stärkeverteilungen.

Ein Vergleich der Spektren zeigt jetzt einen sehr gleichförmigen Verlauf für die dominant mit $L=4$ verknüpfte Stärke des Zerfalls in den $9/2^+$ -Zustand. Die Verteilung der in den $1/2^-$ - und $3/2^-$ -Zustand zerfallenden Stärke ändert sich praktisch nicht. Anhand der Darstellung in Fig. 4.14 sollen im folgenden kurz die einzelnen Stärkeverteilungen im Hinblick auf Unterschiede zwischen Maximum und Minimum der E2-Winkelverteilungen diskutiert werden.

Für die in den $9/2^+$ -Zustand zerfallende Stärke zeigt der Vergleich der entsprechenden Verteilungen einen flacheren Verlauf des Minimums gegenüber dem Maximum. Diese Erscheinung läßt sich durch die Anwesenheit zusätzlicher E2-Stärke erklären, die hauptsächlich im Energiebereich um 14.5 MeV konzentriert ist und mit einem kleinen Anteil auch in den $9/2^+$ -Zustand zerfällt (vgl. auch Fig. 4.8). Weiterhin erkennt man einen geringen Intensitätsunterschied beider Spektren, der auf dem unterschiedlichen Relativwert

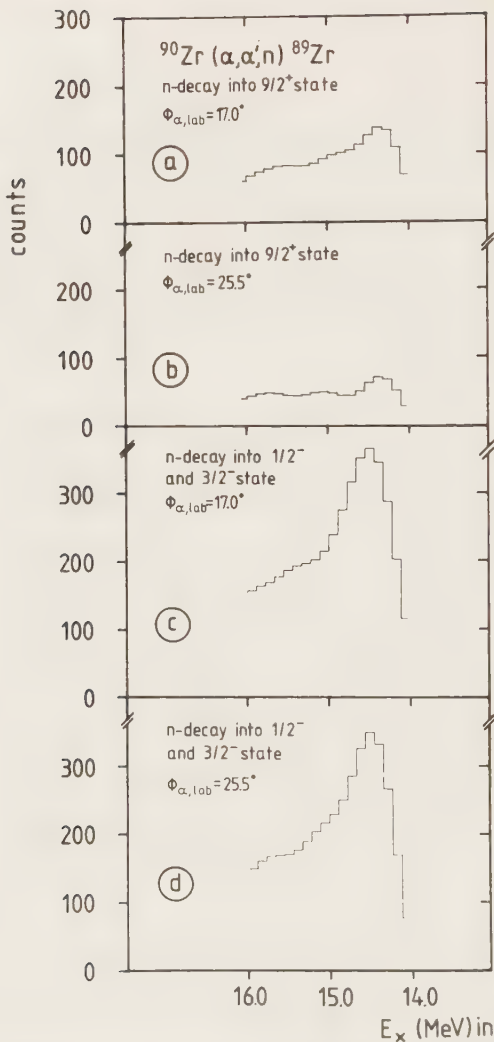


Fig. 4.14 Projektionen einzelner Zerfallskanäle auf das Riesenresonanzgebiet zwischen 14 und 16 MeV

- a) + b) Stärkeverteilung des Zerfalls in den Grundzustand für ein Maximum (a) und Minimum (b) der E2-Winkelverteilung
- c) + d) Stärkeverteilung des Zerfalls in den $1/2^-$ und $3/2^-$ -Zustand für ein Maximum (c) und Minimum (d) der E2-Winkelverteilung

E2- und E4-Winkelverteilung in beiden gemessenen Winkelstellungen zurückzuführen ist. In Fig. 4.15 ist dies anhand der mit Hilfe einer DWBA-Rechnung ermittelten Wirkungsquerschnitte für E2- und E4-Stärke verdeutlicht.

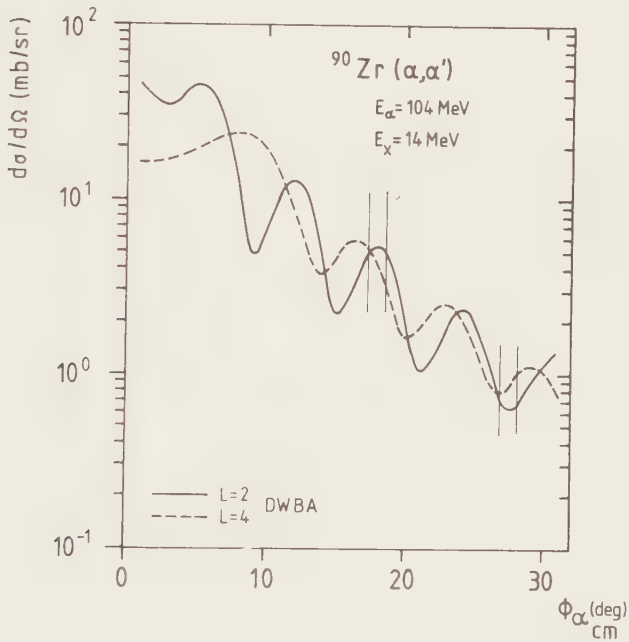


Fig. 4.15 DWBA-Wirkungsquerschnitte in ^{90}Zr für $L = 2, 4$ bei einer Anregungsenergie von $E_x = 14 \text{ MeV}$ und $E_\alpha = 104 \text{ MeV}$

Man erkennt, daß im betrachteten Maximum der E2-Winkelverteilung ($\theta_{\text{cm}} = 18^\circ$) der Wirkungsquerschnitt der E4-Stärke bereits zum nächsten Minimum hin abfällt, während umgekehrt im untersuchten Minimum des E2-Wirkungsquerschnitts ($\theta_{\text{cm}} = 27,5^\circ$) die E4-Stärke bereits wieder in ein Maximum läuft.

Beim Vergleich zwischen Maximum und Minimum der in den $1/2^-$ - und $3/2^-$ -Zustand zerfallenden Stärke zeigt sich im Rahmen der Statistik kein nennenswerter Unterschied im Verlauf beider Stärkeverteilungen. Die geringen Zählratenunterschiede spiegeln im wesentlichen das Verhalten des E2-Wirkungsquerschnitts wider.

Daraus folgt, daß aufgrund der in ^{90}Zr vorliegenden Verhältnisse bezüglich E2- und E4-Stärke keine drastisch gegenläufigen Stärkeunterschiede betreffs Minimum und Maximum auftreten, wie man sie z.B. im Fall von E0- und E6-Komponenten im Riesenresonanzgebiet erwarten würde (vgl. Eyr 82).

Eine genaue Betrachtung der freien α -Spektren läßt eine merkliche Feinstrukturierung der resonanten Stärke im Bereich der E2-Riesenresonanz in ^{90}Zr erkennen (vgl. Fig. 4.1 und 4.11). Dies wirft die Frage auf, ob im Kern ^{90}Zr , ähnlich wie im ^{208}Pb -System, eine Fragmentierung der einzelnen resonanten Stärken vorliegt.

Zur Klärung dieser Frage wurden die Rückprojektionen der einzelnen Neutronenzerfallskanäle im Maximum der Winkelverteilung untersucht. Diese Spektren sind für einen Teilchenwinkel und zwei Stellungen des Neutronendetektors im Anregungsbereich zwischen 14 und 16 MeV in Fig. 4.16 gezeigt.

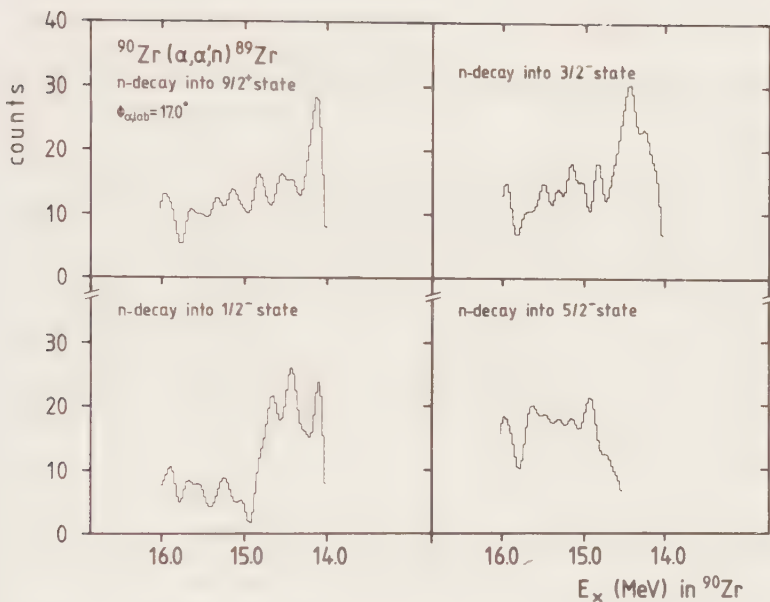


Fig. 4.16 Rückprojektionen der einzelnen Neutronenzerfallspektren auf das E2-Riesenresonanzgebiet in ^{90}Zr im Anregungsbereich zwischen 14 und 16 MeV

Ähnlich wie im freien Spektrum lassen sich auch hier Strukturen erkennen, die mit der experimentell erreichten Energieauflösung verträglich sind. Obwohl die relativ großen statistischen Schwankungen keine endgültige und eindeutige Aussage zulassen, existiert eine gewisse Evidenz für die Fragmentierung der einzelnen Stärken, die jedoch sicher erheblich schwächer als in ^{208}Pb ausgebildet ist. Dieser Gesichtspunkt sollte ein interessanter Aspekt für ein (^6Li , $^6\text{Li}'$, n)-Koinzidenzexperiment sein, das von unserer Gruppe begonnen wurde (vgl. Kapitel 5).

4.5 Ergebnisse der $(\alpha, \alpha', \gamma)$ -Koinzidenzmessung

Wie bereits erwähnt, wurde im vorliegenden Experiment durch den zusätzlichen Einsatz von zwei Ge(Li)-Detektoren gleichzeitig eine $(\alpha, \alpha', \gamma)$ -Koinzidenzmessung durchgeführt. Ziel war es dabei, ergänzende Informationen über den Zerfall des Riesenresonanzgebiets in ^{90}Zr durch die Beobachtung des γ -Zerfalls im Restkern zu gewinnen. Obwohl eine vollständige Auswertung der (α, γ) -Korrelationsdaten nicht Ziel dieser Arbeit war, sollen hier einige punktuelle Ergebnisse vorgestellt werden.

Die indirekte Beobachtung des Neutronenzerfalls besitzt gegenüber dem direkten Nachweis der Zerfallsneutronen zwei im wesentlichen experimentell bedingte Vorteile. Aufgrund der guten Energieauflösung der Ge(Li)-Detektoren - im vorliegenden Experiment betrug sie für $E \leq 2.5$ MeV ca. 7 keV über die volle Meßzeit und nach Durchlauf der gesamten Elektronik - kann der Zerfall in die einzelnen Niveaus des Restkerns ohne Probleme aufgelöst werden. Weiterhin tritt hier, im Gegensatz zum Neutronennachweis, keine experimentelle Schwelle auf, so daß auch Zerfallsneutronen einer Energie < 1 MeV nachgewiesen werden konnten. Somit können die Ergebnisse aus dem direkten Neutronennachweis ergänzt werden.

Zusätzlich sollte im vorliegenden Experiment am Kern ^{90}Zr ein eventueller Protonenzerfall der Riesenresonanz in den Restkern ^{89}Y nachgewiesen werden, da eine direkte Beobachtung der Zerfallsprotonen bei der vorliegenden Anordnung nicht möglich ist.

Den bisher genannten Vorteilen steht jedoch folgender "physikalischer" Nachteil gegenüber.

Der Zerfall in isomere Zustände sowie in den Grundzustand des Restkerns kann durch diese Meßmethode nicht nachgewiesen werden. Für den Kern ^{90}Zr bedeutet dies, daß der Zerfall in den ersten angeregten $1/2^-$ -Zustand (vgl. Fig. 4.5) und in den, für die Identifizierung von Stärke höherer Multipolarität interessanten, $9/2^+$ -Grundzustand in ^{89}Zr nicht beobachtet werden kann.

Diese Aussagen werden durch das in Fig. 4.17 gezeigte γ -Spektrum in ^{89}Zr aus dem betrachteten Maximum der E2-Winkelverteilung im Anregungsbereich von 12 bis 16 MeV für eine Winkelstellung bestätigt. Deutlich erkennt man die γ -Übergänge der durch den Neutronenzerfall aus ^{90}Zr bevölkerten niedrigliegenden Zustände. Wie erwartet ist der isomere $M4\ 1/2^- \longrightarrow 9/2^+$ -Übergang aufgrund seiner langen Lebensdauer bei einer Energie von 0.588 MeV nicht beobachtbar. Im rechten Teil des Spektrums sind noch drei weitere γ -Übergänge in ^{89}Zr markiert (vgl. auch Figur 4.18).

Ein Vergleich des γ -Zerfallsschemas (Fig. 4.18) mit dem experimentellen γ -Spektrum zeigt, daß ein Protonenzerfall der E2-Riesenresonanz in ^{90}Zr in den Restkern ^{89}Y im Experiment nicht festzustellen ist.

Als obere Grenze läßt sich hierbei weniger als 10 % der Gesamtzerfallsstärke angeben. Dies ist auch in Übereinstimmung mit einer klassischen Abschätzung, die zeigt, daß ein Protonenzerfall, bedingt durch die Coulombschwelle, erst ab einer Anregungsenergie von ca. 16 MeV möglich ist.

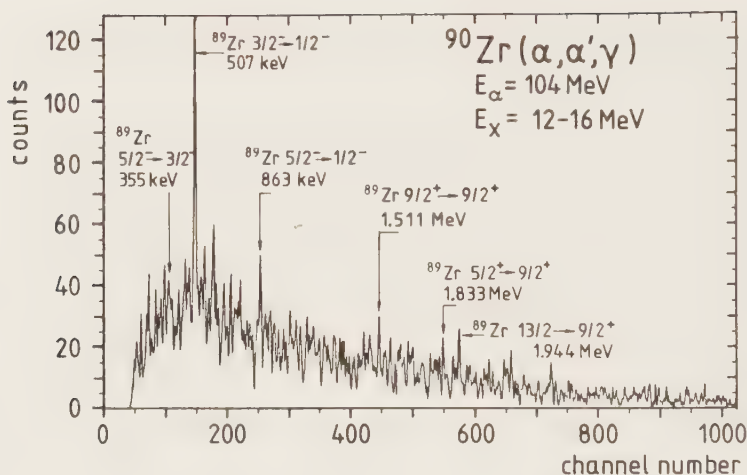


Fig. 4.17 γ -Zerfallsspektrum in ^{89}Zr nach der Anregung durch Neutronenzerfall aus dem E2-Riesenresonanzgebiet in ^{90}Zr

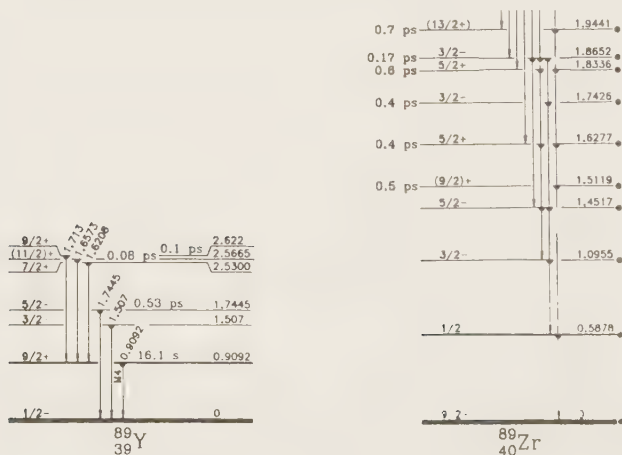


Fig. 4.18 γ -Zerfallsschema von ^{89}Y und ^{89}Zr (Led 78)

Die Untersuchung eines γ -Spektrums im Anregungsbereich von 16 bis 20 MeV zeigt jedoch keine wesentliche Veränderung im Hinblick auf einen eventuell auftretenden Protonenzerfall. Auch in diesem Spektrum kann keine der stark auftretenden Linien auf Übergänge im Restkern ^{89}Y zurückgeführt werden. Obwohl noch keine vollständige Auswertung der (α, γ) -Koinzidenzdaten vorliegt, läßt sich bereits aus den bisherigen Ergebnissen folgern, daß der Zerfall der E0- und E2-Riesenresonanz in ^{90}Zr dominant über den Neutronenzerfall erfolgt und der Protonenzerfall in den Restkern ^{89}Y stark unterdrückt ist ($< 10\%$ des Gesamtzerfalls).

Am Ende dieses Abschnitts soll noch kurz auf einen weiteren interessanten Aspekt der (α, γ) -Koinzidenzmessung eingegangen werden. Wie bereits an früherer Stelle dargestellt, befindet sich unterhalb des E2-Riesenresonanzgebiets in ^{90}Zr der Bereich der Low Energy Octupole Resonance (LEOR). Aufgrund ihrer geringen Anregungsenergie von ca. 7 MeV ($E_x \approx 30 \cdot A^{-1/3}$ MeV), zerfällt sie praktisch ausschließlich durch Emission von γ -Quanten. Um erste Aussagen über den Zerfall von Stärke aus dem Gebiet der LEOR zu gewinnen, wurden die Daten des vorliegenden Experiments daraufhin punktuell analysiert. Figur 4.19 zeigt ein γ -Spektrum in ^{90}Zr , das den Zerfall aus dem LEOR-Gebiet in ^{90}Zr für eine Winkelstellung von einem der beiden Ge(Li)-Detektoren darstellt (Müh 83).

In diesem koinzidenten Spektrum erkennt man eine Reihe von Übergängen zwischen den niedrigliegenden Zuständen in ^{90}Zr .

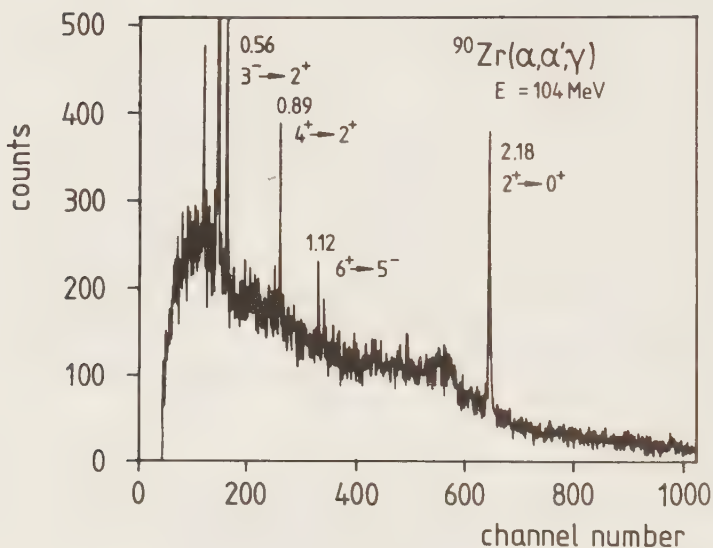


Fig. 4.19 Koinzidentes γ -Zerfallsspektrum der LEOR in ^{90}Zr

Es bleibt zu untersuchen, ob die erkennbare starke Bevölkung der niedrigliegenden Zustände in ^{90}Zr einer Ankopplung der LEOR an die Oberflächenschwingungen des Kerns zuzuordnen ist.

Hiervon verspricht man sich detaillierte Kernstrukturinformationen, die über die Ergebnisse aus den Untersuchungen der niedrigliegenden Zustände hinausgehen und das Zusammenspiel der verschiedenen Freiheitsgrade des untersuchten Kerns transparent machen.

5. Schlußbemerkung und Ausblick

Mit Hilfe eines dieser Arbeit zugrundeliegenden (α, α', n) -Koinzidenzexperimente konnte der Neutronenzerfall der isoskalaren elektrischen Riesenresonanzen in ^{90}Zr an einem zweiten schweren Kern untersucht werden. Dabei hat sich klar gezeigt, daß sich das Bild, das aus dem analogen Zerfallsexperiment am ^{208}Pb gewonnen wurde, nicht wesentlich ändert. In beiden Kernen zeigen die extrahierten modenunabhängigen Verzweungsverhältnisse den dominant statistischen Zerfall der isoskalaren Quadrupolriesenresonanz. Dabei ergab sich auch, daß in beiden Fällen zusätzliche Stärke höherer Multipolarität $L \geq 4$ in diesem Energiebereich angeregt wird, die als Rudiment der $2\hbar\omega$ -Komponenten der Riesenresonanzen mit gerader Multipolarität im Sinne des angesprochenen Schalenmodells anzusehen ist. Offensichtlich ist dabei der Anteil von E6-Stärke in ^{208}Pb deutlich größer als in ^{90}Zr .

Beim Zerfall der Monopolriesenresonanz kann in beiden Systemen aus den entsprechenden Zerfallsspektren jeweils eine direkte Zerfallskomponente von ca. 15 % abgeleitet werden. Weiterhin zeigt sich ein starker Hinweis für den Zerfall in 1Phonen-1Loch-Zustände in ^{89}Zr , der auf einen "pre-equilibrium"-Zerfall in diesem Bereich schließen läßt.

Die Werte der ermittelten direkten Zerfallskomponenten sowie der Stärkeverteilung hängen jedoch bis zu einem gewissen Grad vom Verhältnis der resonanten Stärke zum entsprechenden Untergrund ab. Um zusätzliche Aussagen über Art und Größe der verschiedenen Unter-

grundkomponenten zu erhalten, wurde ein weiteres Neutronenzerfalls-experiment an ^{90}Zr am 156 MeV ^6Li -Strahl des Karlsruher Zyklotrons begonnen.

In Fig. 5.1 sind erste Spektren dieses (^6Li , $^6\text{Li}'$, n)-Koinzidenz-experiments abgebildet. Die Darstellung zeigt im oberen Teil den Vergleich zwischen einem α - und ^6Li -Steuspektrum jeweils im entsprechenden Maximum der GQR-Winkelverteilung. Deutlich erkennt man den unterschiedlichen Verlauf der beiden Untergrundstrukturen. Der geringe Untergrund bei hohen Anregungsenergien im ^6Li -Spektrum ist hauptsächlich auf die niedrigliegende Aufbruchschwelle von ^6Li zurückzuführen. Dieser Unterschied erleichtert das Studium des Einflusses des Untergrundes auf die extrahierten Zerfallsdaten der Riesenresonanzen.

In Fig. 5.1 ist außerdem auch ein Koinzidenzspektrum zwischen einem ^6Li -Detektor und einem Neutronendetektor gezeigt. Neben dem Peak der prompten γ -Quanten erkennt man den Bereich der echten koinzidenten Neutronen auf einem insgesamt sehr kleinen Untergrund. Diese ersten Spektren zeigen speziell, daß die Untersuchung des Zerfalls der isoskalaren Riesenresonanzen in ^{90}Zr auch in diesem Experiment gut möglich ist. Allgemein verdeutlichen sie, daß es durch den Vergleich der Ergebnisse verschiedener gezielter Experimente, insbesondere Koinzidenzexperimente, möglich sein wird, ergänzende Informationen über Anregung und Zerfall der für das Verständnis des Atomkerns und die in ihm ablaufenden Reaktionen äußerst wichtigen Riesenresonanzen zu gewinnen.

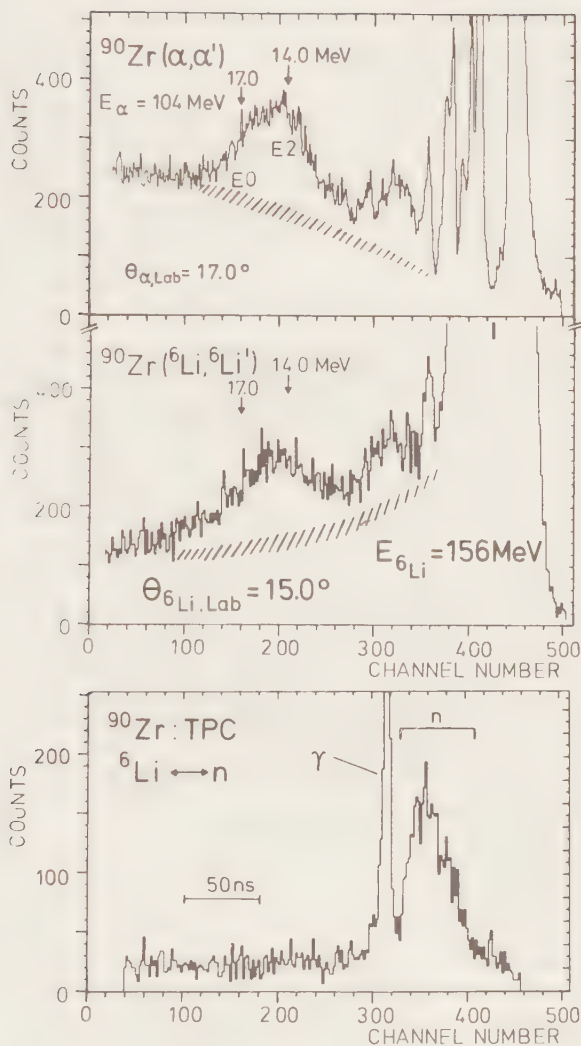


Fig. 5.1

α - und ^6Li -Spektrum aus dem Maximum der GMR und GQR in ^{90}Zr sowie Koinzidenzspektrum zwischen einem ^6Li - und Neutronendetektor (Eyr, Fuc 83)

6. A n h a n g

Experimentelle Daten

α -Detektoren:

Vier ΔE -E-Halbleiterteleskope
 ΔE -Zähler: Oberflächensperrschicht-
zähler 400 μm
E-Zähler: Si(Li)-Detektor 5000 μm
Energieauflösung: 300 keV
Streuwinkel: 17° (Maximum der E2-
Winkelverteilung)
 $25,5^\circ$ (Minimum der E2-
Winkelverteilung)

n-Detektoren:

Zwei Plastiksziintillatoren
(Größe: 25 cm x 25 cm x 3 cm)
Flugweg: 1,32 m
Energieauflösung (1 MeV - 5 MeV Neutr.):
45 - 340 keV

Winkel ("hatted axes"):

$\phi_n = 112.5^\circ$	$\theta_n = 101^\circ$
$\phi_n = 112.5^\circ$	$\theta_n = 143^\circ$
$\phi_n = 157.5^\circ$	$\theta_n = 101^\circ$
$\phi_n = 157.5^\circ$	$\theta_n = 143^\circ$

Target:

^{90}Zr -Folie (20 mg/cm²)

Teilchenstrom:

3.5 nA bei $E_\alpha = 104$ MeV

Gesamtenergieauflösung: ≤ 400 keV

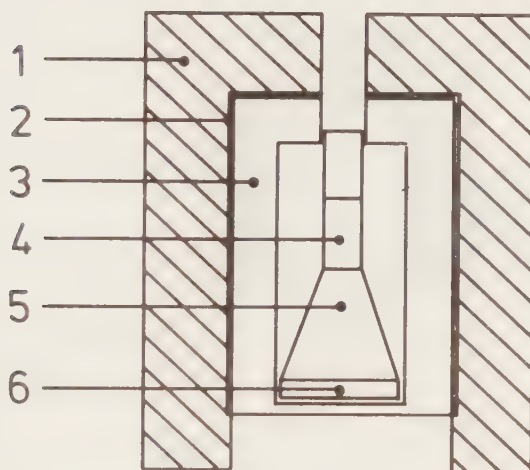
Technische Daten der Plastiksziintillatoren:

Lichtausbeute bezogen auf Anthrazen	69 %
Wellenlänge der maximalen Emission	410 nm
Wellenlängenbereich	395nm - 445 nm
Abklingzeit	1.9 ns
Atomverhältnis H/C	1.07
Anzahl der H-Atome pro 10 ⁻²⁴ cm ³	0.0512
Dichte	1.038 g/cm ³
Brechungsindex	1.58

Technische Daten der verwendeten Photomultiplier

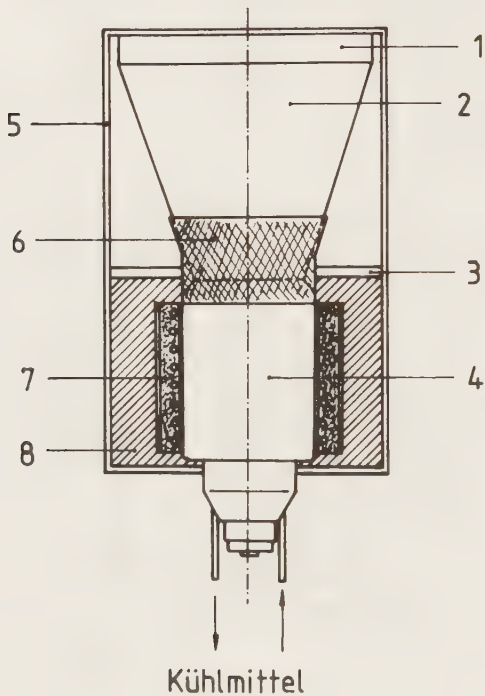
Maximum der spektralen Empfindlichkeit	400 nm	30 nm
Bereich der spektralen Empfindlichkeit	200 nm - 620 nm	
Quantenausbeute bei $\lambda = (401 \pm 3)$ nm		26 %
Gesamtspannung	2200 V (≤ 2700 V)	
Anodendunkelstrom		30 nA
Kühlung		0°C

Schematische Darstellung der n-Detektorabschirmung



- 1 Paraffin mit Borsäure
- 2 Cadmiumblech
- 3 Blei
- 4 Photomultiplier mit Basis
- 5 Lichtleiter
- 6 Plastikszintillator

Schematische Darstellung des n-Detektors



- 1 Plastiksintillator
- 2 Lichtleiter
- 3 Halterung
- 4 Photomultiplier
- 5 Gehäuse
- 6 GfK-Manschette
- 7 Kühlmanschette
- 8 Isolierschaum

Potentialparameter für DWBA-Rechnungen (Ber 80)

$$V = 117.50 \text{ MeV}$$

$$W = 21.02 \text{ MeV}$$

$$r_V = 1.27 \text{ fm}$$

$$r_W = 1.56 \text{ fm}$$

$$a_V = 0.78 \text{ fm}$$

$$a_W = 0.57 \text{ fm}$$

7. L i t e r a t u r n a c h w e i s

- (Bal, Kla 47) C. G. Baldwin and G. S. Klaiber
Phys. Rev. 71 (1947) 3
- (Bal, Kla 48) C. G. Baldwin and G. S. Klaiber
Phys. Rev. 73 (1948) 1156
- (Ber 80) F. E. Bertrand et al.
Phys. Rev. C 22 (1980) 1832
- (Bla 76) J. P. Blaizot, D. Gogny and B. Grammaticos
Nucl. Phys. A 265 (1976) 315
- (Boh 75) A. Bohr, B. Mottelson
Nucl. Structure (Benjamin 1975) Vol. 2
- (Bro 59) G. E. Brown and M. Bolsterli
Phys. Rev. Lett. 3 (1959) 472
- (Bue, Leb 80) M. Buenerd, D. Lebrun, P. Martin
P. de Saitognon and C. Pervin
Phys. Rev. Letters 45 (1980) 1667
- (Don 71) W. Donner, Einführung in die Theorie der
Kernspektren, B.I.-Taschenbuch 556/556a
Mannheim (1971)
- (Dwu) P. D. Kunz, University of Colorado
(unveröffentlicht)
- (Ell, Flo 57) J. P. Elliot and B. H. Flowers
Proc. R. Soc. A 242 (1957) 57
- (Eyr 82) W. Eyrich, Habilitation, Erlangen 1982
- (Eyr 83) W. Eyrich, K. Fuchs, A. Hofmann, U. Scheib,
H. Steuer and H. Rebel
Phys. Rev. C to be published
- (Eyr, Fuc 83) W. Eyrich, K. Fuchs, A. Hofmann, B. Mühl-
dorfer, U. Scheib and H. Rebel
Proceedings of the International Conference
on Nuclear Physics, Florence 1983
- (Fan, Rac 59) U. Fano and G. Racah
Irreducible Tensorial Sets
(Academ. Press Inc., New York, 1959)
- (Fer 65) A. J. Ferguson
Angular Correlation Methods in Gamma-Ray
Spectroscopy (North-Holland Publ. Comp.,
Amsterdam, 1965)

- (Fuj 81) Y. Fujita, M. Fujiwara, S. Morinobu,
I. Katayama, T. Yamazaki, T. Itahashi,
H. Ikegami and S. I. Hayakawa
Phys. Lett. 98 B (1981) 175
- (Han 77) S. S. Hanna
Lecture Notes in Physics 61 (1977) 275
- (Knü 82) W. Knüpfner, private Mitteilung
- (Led 78) C. M. Lederer, Tables of Isotopes
John Wiley & Sons, Inc. New York 1978
- (Mos, You 81) J. Moss, D. H. Youngblood, C. M. Rozsa,
D. R. Brown and J. D. Bronson
Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 816
- (Müh 83) B. Mühldorfer, private Mitteilung
- (Nat, Nil 65) O. Nathan and G. S. Nilson
Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy,
edited by K. Siegbahn (North-Holland Publ.
Comp. 1965) p. 601
- (Neu 66) H. Neuert
Kernphysikalische Meßverfahren zum Nachweis
für Teilchen und Quanten
Verlag G. Braun, Karlsruhe 1966
- (Nil, Gre 73) A. Nilsson and Grecescu
Nucl. Phys. A 212 (1973) 448
- (Pit, Wal 71) A. Pitthan and Th. Walcher
Phys. Lett. 36 B (1971) 563
- (Ros 79) H. Rost, Dissertation, Erlangen, 1979
- (Roz, You 80) C. M. Rozsa, D. H. Youngblood,
J. D. Bronson, Y. W. Lui and U. Garg
Phys. Rev. C 21 (1980) 1252
- (Ryb 70) F. Rybicki, T. Tamura and G. R. Satchler
Nucl. Phys. A 146 (1970) 659
- (Sat 72) G. R. Satchler
Nucl. Phys. A 195 (1972) 1
- (Sat 74) G. R. Satchler
Physics Reports 14 (1974) 97

- (Sch 79) U. Scheib, Jahresbericht des Phys. Instituts, Erlangen (1979/80) 253
- (Ser, Bor 82) F. E. Serr, P. F. Bortignon, R. A. Broglia Nucl. Phys. A 393 (1983) 109
- (Spe, Wou 81) J. Speth and A. van der Woude Rep. Prog. Phys. 44 (1981) 719
- (Sta 80) R. Stamminger, Diplomarbeit, Erlangen 1980
- (Sta 82) R. Stamminger, private Mitteilung
- (Stw 50) H. Steinwedel, H. D. Jensen Zeitschr. für Naturf. 5a (1950) 413
- (Ste 81) H. Steuer, Dissertation, Erlangen 1981
- (Ste, Eyr 81) H. Steuer, W. Eyrich, A. Hofmann, H. Ortner, U. Scheib, R. Stamminger, D. Steuer and H. Rebel Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1702
- (Ste, Urb 81) H. Steuer, P. Urbainsky, private Mitteilung
- (Tak, Ada 73) H. Taketani, M. Adachi, M. Ogawa and K. Ashibe Nucl. Phys. A 204 (1973) 385
- (Übe 71) H. Überall Electron Scattering from Complex Nuclei (Academic Press 1971)
- (Wag 80) G. J. Wagner Proc. Giant Multipol Resonances Topical Conf. (Oak Ridge) ed. F. E. Bertrand (Harwood 1980) p. 251
- (Wei 79) H. A. Weidenmüller Lecture Notes in Physics 108 (1979) 240
- (Wil, Hod 64) D. Wilmore and P. E. Hodgson Nucl. Phys. 55 (1964) 673
- (Wou 77) A. van der Woude, Proceeding of the X. Summer School in Nucl. Physics, Mikolaajki Polen 1977
- (You, Mos 76) D. H. Youngblood, J. M. Moss, C. M. Rozsa, G. D. Bronson, A. D. Bacher and D. R. Brown Phys. Rev. C 13 (1976) 994

Ich danke Herrn Professor Dr. A. Hofmann für die Anregung zu dieser interessanten Arbeit und seinem regen Interesse an ihrem Fortgang.

Weiterhin danke ich allen Mitgliedern der "Gruppe Hofmann" für ihre tatkräftige Unterstützung bei der Durchführung der Experimente.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. habil. W. Eyrich für die zahlreichen Anregungen und hilfreichen Diskussionen sowie Herrn Dr. U. Scheib für die Bereitstellung der notwendigen Auswertungsprogramme.

Der Gesellschaft für Kernforschung GmbH Karlsruhe danke ich für die Ermöglichung der Experimente am Karlsruher Zyklotron.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft sowie des Bundesministeriums für Forschung und Technologie gefördert.

L E B E N S L A U F

Klaus-Dieter Fuchs	8504 Stein, Schillerstr. 56
geboren am	17. Januar 1949
in	Nürnberg
Familienstand	verheiratet seit 1977 mit Petra Wild-Fuchs, geb. Wild, Fremdsprachen-Sekretärin Sohn Laurens, geb. 2.7.1981
Konfession	evangelisch
Eltern	August H. Fuchs, Technischer Direktor Liselotte Fuchs, geb. Krader
Schulen	1955 - 1959 Volksschule in Nürnberg 1959 - 1966 Dürer-Gymnasium Nürnberg 1967 - 1970 Berufsaufbauschule in Donauwörth und Nürnberg; Fachschulreife 1970 - 1973 Staatl. Berufsoberschule in Nürnberg; Fachgebundene Hochschulreife
Berufsausbildung	1966 - 1969 Ausbildung zum Metallflug- zeugbauer bei der Waggon- und Maschinenbau AG in Donauwörth; Facharbeiterbrief

Studium

1973 bis 1980 Physikstudium an der Universität Erlangen-Nürnberg

1976 Vordiplom

1980 Diplom in Experimentalphysik
Nebenfach: Werkstoffwissenschaften

Stellungen

August 1980 - Dezember 1980
wissenschaftliche Hilfskraft am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

September 1981 - Februar 1982
nebenberufliche Lehrkraft für Physik an der Staatl. Berufsoberschule in Nürnberg

Seit Februar 1982
wissenschaftlicher Mitarbeiter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

